ORSAY
N° d'ordre : 2635

# THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre COUVERT

## ETUDE DES REACTIONS (p, $\pi$) AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES

Soutenue le 23 septembre 1982, devant la Commission d'Examen

| | | |
|---|---|---|
| MM. | JEAN | Président |
| | SAUDINOS | Examinateurs |
| | LOISEAUX | |
| | CHEMTOB | |
| | DILLIG | |

ORSAY

N° d'ordre : 2635

# THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre COUVERT

# ETUDE DES REACTIONS (p, $\pi$) AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES

Soutenue le 23 septembre 1982, devant la Commission d'Examen

| | | |
|---|---|---|
| MM. | JEAN | Président |
| | SAUDINOS | Examinateurs |
| | LOISEAUX | |
| | CHEMTOB | |
| | DILLIG | |

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

*à Elizabeth*

"cette foutue thèse..."

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543515_0010

## Remerciements

*Ce travail a été réalisé au Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. Je tiens à exprimer ma sincère reconnaissance à Messieurs J. Thirion et J. Saudinos qui m'y ont accueilli avec beaucoup de sympathie et qui n'ont cessé de témoigner leur intérêt pour l'étude présentée ici.*

*Je remercie Monsieur M. Jean pour l'intérêt qu'il a porté aux différents aspects de cette thèse, et ce, bien avant d'en avoir accepté la présidence du jury.*

*Je remercie Monsieur M. Dillig, de l'Institut de Physique Théorique d'Erlangen (R.F.A.), pour ces années de collaboration amicale et particulièrement enrichissante. Sans lui, l'analyse théorique présentée ici n'aurait pû être menée à bien.*

*Je remercie Monsieur G. Bruge pour son aide continuelle, son esprit critique et ses très nombreux encouragements, ainsi que Monsieur A. Boudard pour nos longues discussions et une collaboration de tous les jours dans la bonne humeur. Ils ont tous deux courageusement accepté de relire en détail tout ou partie d'un manuscrit plus volumineux que prévu.*

*Je remercie Monsieur J.-M. Loiseaux qui, depuis mes débuts dans la recherche, s'est toujours enquis de l'avancement de mes travaux et qui a accepté de lire et de commenter cette thèse.*

*Je remercie Monsieur M. Chemtob pour sa participation au jury et pour ses conseils et ses critiques judicieuses.*

*Je remercie Messieurs B. Tatischeff, E. Aslanides et F. Hibou pour leur aide et leur participation active au dépouillement d'une partie des résultats expérimentaux présentés ici.*

*Je remercie toutes les personnes du DPh-N/ME, de l'IPN d'Orsay, du CRN de Strasbourg et les collaborateurs étrangers qui ont contribué, souvent de façon anonyme, au succès des expériences dont nous faisons ici la synthèse. Je remercie tout particulièrement Messieurs J.C. Lugol, J. Habault, J. Lemeur et C. Legrêle sans qui SPES I ne serait pas le spectromètre opérationnel que l'on connaît.*

*Je remercie Madame P. Gugenberger, Madame D. Bonguet, Madame E. Thureau, Madame H. Chevaux et Monsieur D. Bouziat pour avoir, avec gentillesse et beaucoup de patience, assuré la présentation particulièrement soignée de cette thèse.*

TABLE DES MATIERES


Pages

INTRODUCTION 1

Chapitre 1 - LA PHYSIQUE DES PIONS ET DES GRANDS TRANSFERTS D'IMPULSION 7

1.1. Le méson π et la résonance Δ 7

1.2. Les propriétés cinématiques de la réaction (p,π) 12

1.3. La situation expérimentale des réactions (p,π) 14

1.4. Les réactions de transfert d'un nucléon aux énergies intermédiaires 16

Première Partie

LES EXPERIENCES (p,π) A SPES 1.

Chapitre 2 - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL 25

2.1. L'ensemble de spectrométrie magnétique SPES 1 25

2.1.1. Le principe général 26

2.1.2. Description de la ligne expérimentale 28

2.1.3. Les conditions d'utilisation pour la réaction (p,π) 31

2.2. La détection et l'identification des pions 33

2.2.1. L'ensemble de détection sur le plan focal 33

2.2.2. L'ensemble électronique 38

2.3. Le monitorage 40

Pages

Chapitre 3 - L'ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 43

3.1. Le dépouillement des données accumulées 43

3.1.1. Les corrections standard 44
3.1.2. Les corrections de désintégration en vol 45
3.1.3. Les corrections d'absorption nucléaire 52
3.1.4. Les corrections de perte géométrique 55
3.1.5. Le dépouillement hors-ligne et l'extraction du bruit de fond 57
3.1.6. Stabilité et contrôle du monitorage 61

3.2. Présentation des résultats expérimentaux 66

3.2.1. La réaction $(p,\pi^+)$ 68
3.2.2. La réaction $(p,\pi^-)$ 83

Deuxième Partie

L'ANALYSE THEORIQUE

Chapitre 4 - INTRODUCTION AU FORMALISME THEORIQUE 91

Chapitre 5 - LES BASES THEORIQUES DU FORMALISME UTILISE 103

5.1. La densité de Lagrangien 103

5.1.1. Les densités de Lagrangien d'interaction 104
5.1.2. La réduction non-relativiste de la fonction de vertex 107

5.2. Le prolongement hors-couche 108

5.2.1. La constante de couplage 108
5.2.2. Les facteurs de forme de prolongement hors-couche 110

5.3. Le propagateur d'un état intermédiaire 112

5.4. La diffusion dans l'onde S 115

Chapitre 6 - LES PRINCIPALES APPROCHES THEORIQUES 119

6.1. Le modèle à un nucléon 119

6.1.1. Le traitement en ondes planes ("PWBA") 120
6.1.2. Le traitement en ondes distordues "DWBA") 122

Pages

6.2. Le modèle à deux nucléons 127

6.2.1. L'approche phénoménologique 127
6.2.2. L'approche microscopique 132

Chapitre 7 - ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION $^{16}O(\gamma,p)^{15}N$ ET $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ 135

7.1. La fonction d'excitation comme outil théorique 135

7.1.1. Quelques observations empiriques 136
7.1.2. Paramétrisation de la fonction d'excitation à transfert d'impulsion constant 139

7.2. Analyse des réactions $^{16}O(\gamma,p)^{15}N$ et $^{16}O(\gamma,n)^{15}O$ 142

7.2.1. Les potentiels de transition 143
7.2.2. Le calcul des distorsions 146
7.2.3. Résultats et discussion 149

7.3. Analyse de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ 161

7.3.1. Le potentiel de transition du mécanisme à deux nucléons 162
7.3.2. Les potentiels optiques du pion 165
7.3.3. Résultats et discussion 168

Chapitre 8 - ANALYSE DE LA REACTION $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$ 185

8.1. La situation théorique actuelle 185

8.2. Le modèle 189

8.3. Le potentiel de transition 191

8.3.1. Contribution de la résonance N(1470) 192
8.3.2. Contribution de la résonance $\Delta$(1232) 193
8.3.3. Contribution de la résonance N(1520) 194
8.3.4. Le propagateur de l'état intermédiaire 195
8.3.5. Les constantes de couplage et le prolongement hors-couche 196

8.4. L'amplitude de transition nucléaire 197

8.4.1. Décomposition dans l'espace d'isospin 198
8.4.2. Décomposition dans l'espace de spin et de moment orbital 200

Pages

8.5. La section efficace 203

8.6. Le terme d'échange 203

8.7. Les corrections de distorsion 205

8.8. Résultats et discussion 206

CONCLUSION 217

Annexe A - REDUCTION NON-RELATIVISTE DU VERTEX NΔπ

Annexe B - INTEGRALES DE RECOUVREMENT DES MODELES A PLUSIEURS NUCLEONS 227

REFERENCES 231

# INTRODUCTION

L'hypothèse théorique de l'existence d'un quantum de champ d'interaction forte, formulée par Yukawa en 1935 [YUK35], et la découverte du méson $\pi$ en 1947 [LAT47] sont deux étapes fondamentales de l'histoire de notre connaissance du noyau atomique et de la force qui en assure la cohésion. Depuis, la physique des particules élémentaires et l'étude de l'interaction nucléon-nucléon libre ont apporté maintes preuves du rôle essentiel du méson $\pi$ comme l'un des principaux vecteurs de l'interaction forte. *Paradoxalement, l'étude de la structure nucléaire et des propriétés du noyau atomique a longtemps évité de considérer le rôle explicite du pion dans l'interprétation des résultats expérimentaux.*

Les raisons de cette démarche, fructueuse mais pour le moins étonnante, sont cependant assez claires. Les difficultés insurmontables posées par la résolution exacte du problème à n corps que constitue le noyau considéré comme un ensemble de nucléons en interaction et notre connaissance encore très fragmentaire de l'interaction nucléon-nucléon *dans la matière nucléaire* nous conduisent inévitablement à utiliser des approximations dont l'importance masque souvent les détails de cette interaction forte. C'est ainsi, par exemple, que les différentes collisions hadron-noyau utilisées pour extraire des informations sur la structure nucléaire doivent être interprétées en termes d'"interactions effectives" ou de "potentiels optiques", concepts dont l'aspect macroscopique et le caractère phénoménologique reflètent assez bien notre ignorance des multiples manifestations de l'interaction forte à l'intérieur du noyau atomique.

Cette vision globale de l'interaction nucléaire a longtemps trouvé une justification supplémentaire dans l'énergie relativement modeste (quelques dizaines de MeV) des sondes utilisées ; leur longueur d'onde associée étant alors de l'ordre de grandeur des dimensions du noyau atomique, ces sondes ne pouvaient en fournir qu'une information moyenne et peu détaillée.

A la fin des années 1960, cependant, de nouvelles techniques de détection expérimentales, héritées de la physique des particules élémentaires, ont permis d'importants progrès dans la séparation et l'identification des produits de réactions nucléaires à plus haute énergie. Cette physique nucléaire des "énergies intermédiaires", qui a connu un essor rapide au cours de la dernière décennie, présente de nombreux avantages, évidents ou potentiels. Tout d'abord, la longueur d'onde associée à des sondes de quelques centaines de MeV d'énergie cinétique est comparable à la distance qui sépare les nucléons dans le noyau atomique ; nous en aurons alors une vue plus microscopique et quasi instantanée. De plus, les contraintes cinématiques associées à ces collisions nucléaires à haute énergie conduisent souvent à un important transfert d'impulsion (quelques centaines de MeV/c) entre le projectile et le noyau cible. La distribution de probabilité de l'impulsion naturelle des nucléons liés dans le noyau étant très concentrée autour d'une valeur moyenne relativement faible (~ 200 MeV/c), les sections efficaces mesurées devraient donc refléter, de quelque manière que ce soit, les effets d'un tel transfert d'impulsion ; la recherche de "composantes de grande impulsion" dans la fonction d'onde nucléaire a d'ailleurs été, dès le début des années 1970, l'un des principaux buts de la physique des énergies intermédiaires.

Malheureusement, cette recherche s'est très vite heurtée à de nombreux et délicats problèmes d'interprétation théorique : l'obtention d'informations nouvelles sur la structure nucléaire passe avant toute chose par une maîtrise la plus complète possible du mécanisme de réaction permettant de tels transferts d'impulsion. Or les mécanismes de réaction mis en jeu à basse énergie et les modèles théoriques développés pour en rendre compte se révèlent souvent incapables d'expliquer les sections efficaces mesurées dans un domaine d'énergie qui se situe, remarquons-le, au-delà du seuil de production de pions. Des processus d'interaction plus complexes,

entre le projectile et le noyau cible, doivent donc être imaginés et il devient dès lors difficile d'ignorer le rôle plus ou moins direct, mais certainement important, du méson $\pi$ dans ces réactions. C'est ainsi que l'on a été amené à introduire, tant dans la fonction d'onde nucléaire que dans le mécanisme de réaction, de nouveaux degrés de liberté jusqu'ici négligés en physique nucléaire "classique".

Parmi les réactions nucléaires mettant en lumière ces nouveaux aspects de l'interaction hadron-noyau, les réactions de production de pions à deux corps dans l'état final $A(p,\pi)A+1$ tiennent une place de choix. Si le méson $\pi$ y joue un rôle évidemment fondamental, le caractère résonnant de son interaction avec le nucléon permet aussi de mettre expérimentalement en évidence les effets des résonances baryoniques dans le noyau, et surtout de la plus importante d'entre elles : la résonance $\Delta(1232)$. L'existence, enfin, d'un seuil en énergie et la grande différence de masse entre le proton incident et le pion émis obligent le noyau résiduel à absorber, dans toutes les configurations cinématiques, un transfert d'impulsion considérable ($\gtrsim$ 450 MeV/c).

Longtemps considérées comme interdites pour les raisons mêmes qui en font aujourd'hui leur grand intérêt, ces réactions de production cohérente de pions ont connu, depuis leur mise en évidence expérimentale sur des noyaux complexes [DOM70], un développement rapide. Cependant, si la situation expérimentale de ces réactions peut se prévaloir de la richesse et de la diversité des résultats accumulés depuis dix ans [FEA80], l'interprétation théorique du mécanisme de réaction est confrontée, encore aujourd'hui malgré de nombreux progrès, à des difficultés importantes [MEA79, DIL80a, FEA81].

Parmi la somme impressionnante de travaux qui lui ont été consacrés, deux modèles, longtemps opposés l'un à l'autre, retiennent l'attention.

La première de ces deux approches, le "modèle à un nucléon" [LET66, JON70], utilise l'image, classique en physique à basse énergie, du *transfert d'un neutron* au noyau cible précédé de l'émission d'un $\pi^+$ par le proton incident. Si les distorsions dans l'état initial ou final étaient faibles, l'intérêt d'un tel modèle

serait évident : l'énorme transfert d'impulsion au noyau résiduel ne serait pris en charge que par *le seul neutron capturé*, donnant ainsi les informations que l'on attend sur les composantes de grandes impulsions dans la fonction d'onde nucléaire. Malheureusement, la sensibilité d'un tel modèle à la fonction d'onde du neutron capturé est considérablement perturbée par l'importance de la distorsion des fonctions d'onde initiale et finale qui participe, en particulier, à un partage implicite de l'impulsion transférée entre les différents nucléons du noyau.

C'est pourquoi, assez rapidement, différents auteurs ont proposé une interprétation plus détaillée du mécanisme de production de pions dans le noyau. Ces "modèles à deux nucléons" (M2N) supposent que le proton incident *et un nucléon de la cible* participent, de façon dynamique, au processus de réaction. Que cet interaction élémentaire $pN \rightarrow NN\pi$ soit traitée de façon microscopique (via l'excitation intermédiaire d'une résonance baryonique [REI70, GRO74, DIL76a]) ou dans une approche plus phénoménologique (utilisant les données expérimentales de la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ [RUD52, FEA74]), l'impulsion transférée au noyau résiduel est partagée entre trois fonctions d'ondes qui sont alors testées dans une région où elles sont déjà assez bien connues.

La possibilité d'obtenir de nouvelles informations sur la fonction d'onde nucléaire pourrait donc dépendre étroitement de la façon dont se fait ce partage du transfert d'impulsion au noyau résiduel. Cette recherche nécessite cependant une étude systématique, tant expérimentale que théorique, de la réaction $(p,\pi)$ dans une large gamme d'impulsion transférée et dans un domaine d'énergie aussi étendu que possible. C'est une contribution à cette étude qui fait l'objet du travail présenté ici.

Le premier chapitre présente quelques aspects de la physique des pions et des grands transferts d'impulsion.

Nous consacrerons la première partie de cette thèse à l'étude expérimentale des réactions $(p,\pi)$ aux énergies intermédiaires, entreprise à Saclay depuis 1974. Le chapitre 2 décrit l'ensemble spectrométrique SPES 1 utilisé, tandis que la méthode d'extraction des sections efficaces et la présentation des résultats font l'objet du chapitre 3.

La seconde partie de cette étude traite des aspects théoriques et présente les résultats d'une analyse faîte en collaboration avec M. Dillig. Dans le chapitre 4 nous décrirons les mécanismes de production d'un boson en termes de diagrammes de Feynmann et dégageons une première impression de la façon dont peut s'effectuer le partage de l'impulsion transférée dans un noyau complexe. Les détails du formalisme théorique utilisé seront exposés dans le chapitre 5, après quoi nous ferons, dans le chapitre 6 une synthèse des différents modèles de la réaction $(p,\pi)$ proposés à ce jour.

Le chapitre 7 présente les résultats d'une analyse, aussi cohérente que possible, des fonctions d'excitation à impulsion transférée constante des réactions $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ et $^{16}O(\gamma,p)^{15}N$.

Enfin, le chapitre 8 est consacré à un aspect des réactions de production de pions pratiquement inexploré à ce jour, à savoir la réaction $(p,\pi^-)$ au-delà de la résonance (3,3). Dans ce dernier chapitre nous présenterons donc les résultats d'un calcul de section efficace de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ mesurée à SPES 1.

# Chapitre 1

## LA PHYSIQUE DES PIONS ET DES GRANDS TRANSFERTS D'IMPULSION

Le but et les résultats du travail présentés ici ne peuvent être sortis du contexte plus général de l'étude des réactions (p,π) entreprise depuis une dizaine d'années, ni même dans une large mesure, de l'étude des réactions de transfert d'un nucléon aux énergies intermédiaires. C'est pourquoi, dans ce premier chapitre, après avoir rappelé brièvement les propriétés du méson π et certains aspects de son interaction avec le noyau atomique, nous exposerons quelques arguments montrant l'importance de l'étude expérimentale de la réaction (p,π). Nous en ferons ensuite un rapide historique avant de présenter l'ébauche d'une étude comparative de quelques réactions mettant en jeu un grand transfert d'impulsion.

### 1.1. LE MESON π ET LA RESONANCE Δ.

Outre son rôle privilégié dans l'interaction forte, le méson π possède des caractéristiques physiques (Tableau 1.1) et des propriétés d'interaction avec la matière nucléaire qui en font un outil original pour l'étude de certains aspects nouveaux de l'interaction hadronique.

Le pion étant une particule distincte des nucléons qui composent le noyau et possédant un spin nul, la formulation de l'interprétation théorique quant aux problèmes classiques d'antisymétrisation et de couplage de moment angulaire en est d'autant simplifiée. L'amplitude de diffusion élémentaire pion-nucléon elle même est relativement simple et, contrairement à la diffusion nucléon-nucléon, un nombre restreint d'observables permet de la déterminer complètement. Remarquons enfin que le pion peut se mani-

fester sous trois états de charge différents, ce qui donne la possibilité de réaliser des expériences de double échange de charge dont l'intérêt spectroscopique est évident ; nous verrons plus loin que ces expériences présentent un intérêt théorique certain dans la mesure où elles peuvent constituer une contrainte supplémentaire dans l'étude du mécanisme de réaction.

Tableau 1.1 - Caractéristiques physiques du méson π [PAR80] ; T et $J^{\pi}$ sont respectivement l'isospin et les caractéristiques de spin et de parité, $m_{\pi}$ est la masse et τ la durée de vie moyenne. Les modes de désintégration du pion négligés ici sont tous inférieurs à 1‰.

| | T | $J^{\pi}$ | $m_{\pi}$ (MeV) | τ (sec.) | Modes de désintégration principaux |
|---|---|---|---|---|---|
| $\pi^{\pm}$ | 1 | $0^-$ | 139,5669 | $2{,}603.10^{-8}$ | $\mu^{\pm} + \nu_{\mu}$ 100% |
| $\pi^0$ | | | 134,9626 | $0{,}828.10^{-16}$ | $\gamma\gamma$ 98,85%<br>$\gamma e^+ e^-$ 1,15% |

La diffusion pion-nucléon libre a par ailleurs été très bien étudiée dans la totalité du domaine d'énergie qui nous intéresse ici et présente un caractère résonnant bien connu (Fig. 1.1) dont la manifestation la plus spectaculaire est la résonance Δ(1232). Le rôle de cette résonance dans l'interprétation microscopique de la partie à moyenne et courte portée de l'interaction nucléon-nucléon n'est plus à démontrer [BRO76, VIN79, HOL81]. Plus important pour nous est le rôle que peut jouer une telle résonance dans l'interaction hadron-noyau. L'une des premières évidences expérimentales de l'excitation d'une résonance Δ dans un noyau a été la mesure de la diffusion pion-noyau en fonction de l'énergie [BIN70]. La section efficace totale de cette diffusion (Fig. 1.2) présente un maximum à une énergie cinétique du pion incident d'environ 150 MeV, énergie correspondant grosso-modo à la transition $\pi + N \rightarrow \Delta$. Si cet effet résonnant est beaucoup moins marqué que dans le cas de la diffusion pion-nucléon, il n'en est pas moins nécessaire de faire intervenir explicitement la résonan-

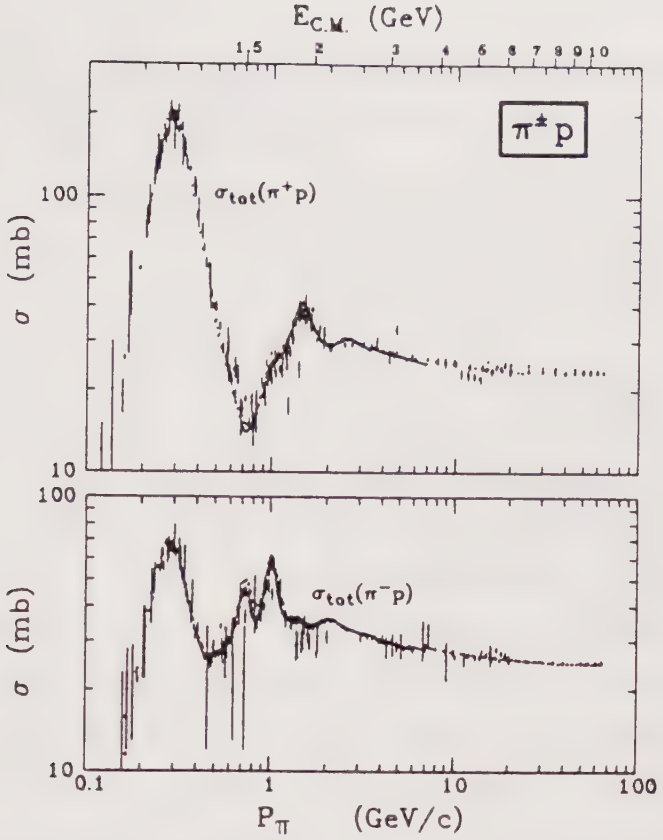



*Fig. 1.1 - Sections efficaces totales des diffusions $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ (figure extraite de [PAR80]).*

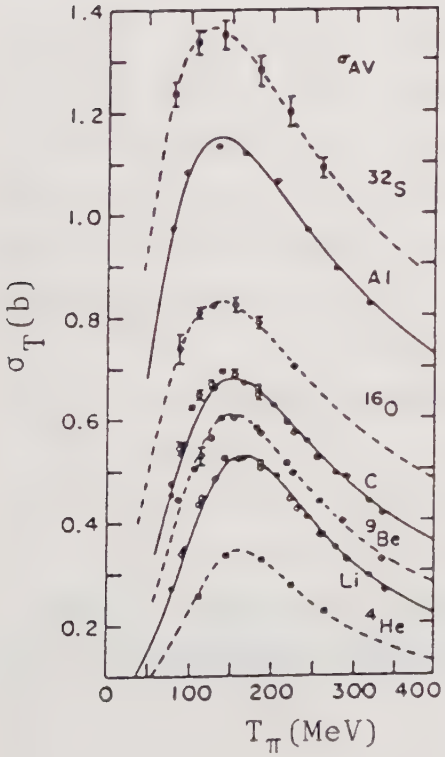



*Figure 1.2*

*Sections efficaces totales de diffusion de $\pi^+$ sur différents noyaux légers (figure extraite de [CAR76]).*

ce Δ dans le mécanisme de réaction de la diffusion pion-noyau pour expliquer ce que l'on observe [MES76].

Qu'en est-il dans la réaction (p,π) ? Il est reconnu depuis longtemps que la section efficace totale de la réaction élémentaire de production cohérente $p + p \rightarrow d + \pi^+$ présente elle aussi un maximum très net à l'énergie cinétique du proton incident ($T_p \sim 600$ MeV) où l'on pouvait attendre les effets de la résonance Δ.

L'accumulation récente de données expérimentales de la réaction $(p,\pi^+)$ sur différents noyaux et dans une large gamme d'énergie (Fig. 1.3) semble indiquer que de tels effets persistent pour des noyaux plus complexes (voir aussi nos résultats sur le $^{10}B$, Fig. 7.1). Sur la figure 1.4 nous avons porté la position en énergie du maximum de section efficace observé en fonction du nombre de masse du noyau cible. Si l'on calcule la masse invariante nécessaire à l'excitation d'une résonance Δ réelle dans un état intermédiaire de la réaction (p,π)

$$p + A \rightarrow \Delta + A \rightarrow \pi + (A+1) \qquad (1.1)$$

on trouve une énergie cinétique seuil pour le proton incident donnée en première approximation par :

$$T_p^{\Delta} = (M_{\Delta} - M_N) \frac{A+1}{A} \qquad (1.2)$$

où A est le nombre de masse du noyau cible et $M_{\Delta}$ et $M_N$ les masses de la résonance Δ(1232) et du nucléon. L'accord avec la position en énergie cinétique du maximum de section efficace est suffisamment bon pour se convaincre que la résonance Δ(1232) doit jouer un rôle important dans la réaction $(p,\pi^+)$ aux énergies intermédiaires et qu'il est, dès lors, difficile d'imaginer un mécanisme de réaction qui ne fasse pas intervenir *explicitement* cette résonance.

La figure 1.3 présente aussi les quelques résultats expérimentaux de la réaction $(p,\pi^-)$ disponibles à ce jour. Bien que ces données encore fragmentaires doivent nous inciter à la prudence, il semble cependant qu'un tel effet de la résonance Δ soit beaucoup plus faible, sinon absent ; nous donnerons dans le chapitre 8 une explication possible de cette propriété éventuelle de la réaction $(p,\pi^-)$.

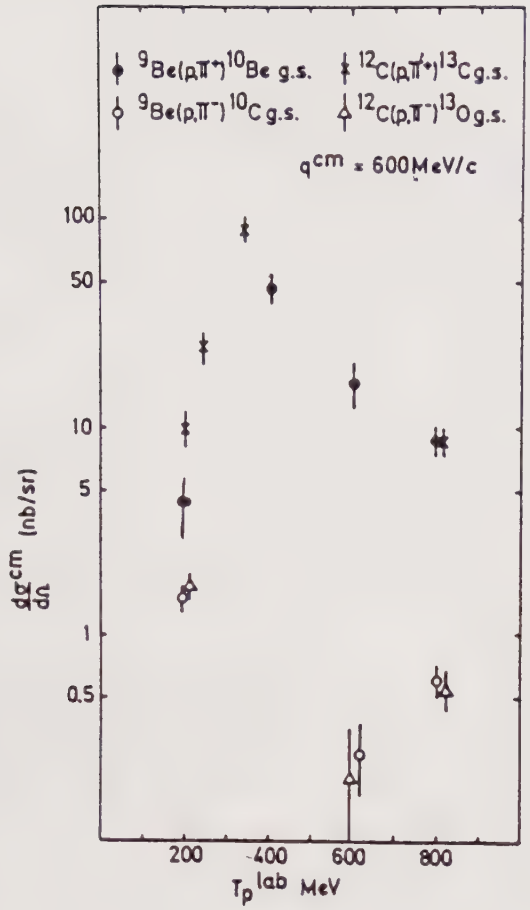



*Figure 1.3*

*Sections efficaces différentielles des réactions $(p,\pi^{+})$ et $(p,\pi^{-})$ sur $^{9}B$ et $^{12}C$ à impulsion transférée constante ($q \sim 600$ MeV/c) en fonction de l'énergie des protons incidents (figure extraite de [HOI81]).*

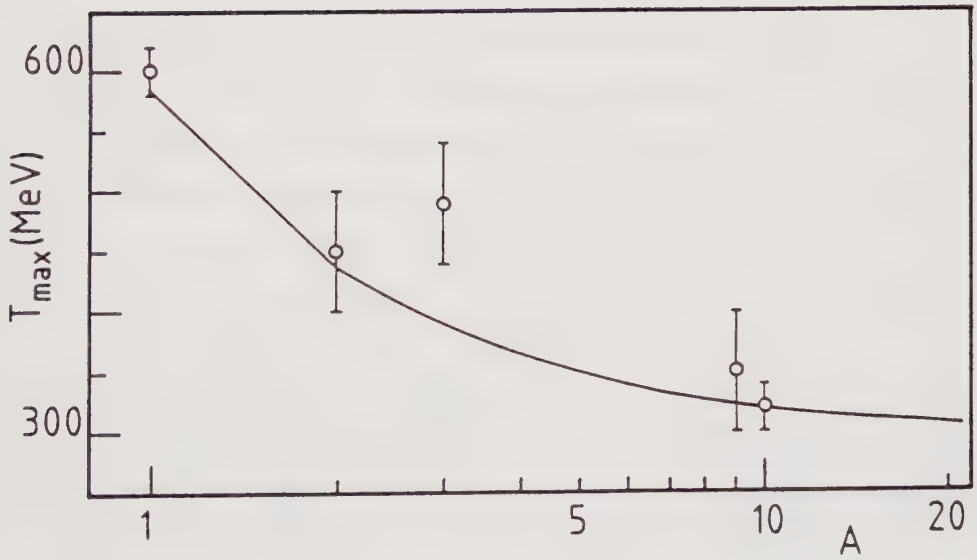



*Fig. 1.4 - Position en énergie du maximum de section efficace de la réaction $(p,\pi^{+})$ observée pour différents noyaux cibles en fonction de leur nombre de masse. La courbe joint les valeurs calculées à partir de l'équation (1.2).*

## 1.2. LES PROPRIETES CINEMATIQUES DE LA REACTION (p,π)

La réaction (p,π) se distingue des réactions nucléaires plus classiques étudiées à basse énergie en ce qu'une partie importante de l'énergie cinétique du proton incident est convertie en masse sous la forme du méson π produit lors de l'interaction. La principale conséquence cinématique de ce phénomène de création d'une particule est que nous avons *toujours* un écart important entre les impulsions initiale et finale dans le centre de masse ; nous sommes donc en présence d'une réaction nucléaire où le noyau résiduel doit absorber, *sans éclater* dans le cas d'une réaction à deux corps, un transfert d'impulsion considérable et ce,quelle que soit la configuration cinématique.

La figure 1.5 présente, sous la forme de la variation du transfert d'impulsion dans le centre de masse $|\vec{Q}| = |\vec{k}_p - \vec{k}_\pi|_{cm}$ pour différents angles de diffusion en fonction de l'énergie cinétique incidente, la cinématique de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ depuis le seuil de production jusqu'à une énergie cinétique du proton incident de 1 GeV. Le transfert d'impulsion au noyau résiduel y est toujours supérieur à 443 MeV/c, valeur environ deux fois supérieure à l'impulsion moyenne du mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau. On notera ensuite que ce transfert d'impulsion augmente rapidement avec l'angle d'émission et ce d'autant plus que l'énergie cinétique du proton incident augmente. Par contre, pour les angles avant, ce transfert varie relativement peu avec l'énergie. On remarquera enfin une particularité cinématique due à la différence d'énergie de liaison entre le noyau cible et le noyau résiduel et qui peut avoir une importance dans l'analyse des résultats expérimentaux près du seuil de production : le seuil en impulsion transférée ($Q_s$ = 443 MeV/c à $\theta$ = 0°, $T_p$ ~ 175 MeV) ne coïncide pas avec le seuil en énergie ($T_s$ = 143,3 MeV, Q = 482 MeV/c à 0°) ; le transfert d'impulsion à 0°, par exemple, *diminue* lorsque l'énergie cinétique augmente depuis le seuil jusqu'à environ 175 MeV.

De tels transferts d'impulsion au noyau résiduel peuvent bien sûr être atteints à l'aide de réactions nucléaires plus classiques mais l'énergie cinétique incidente ou l'angle de diffusion requis y sont alors plus importants. La figure 1.6 compare par exemple quelques réactions types aux énergies intermédiaires sur le lithium-6 ; alors que les réactions $(p,\pi^+)$ et $(\gamma,p)$ présentent des

cinématiques très semblables, la réaction (d,p) et la diffusion élastique conduisent à des variations de l'impulsion transférée avec l'angle de diffusion beaucoup plus rapides (voir aussi figure 1.10).

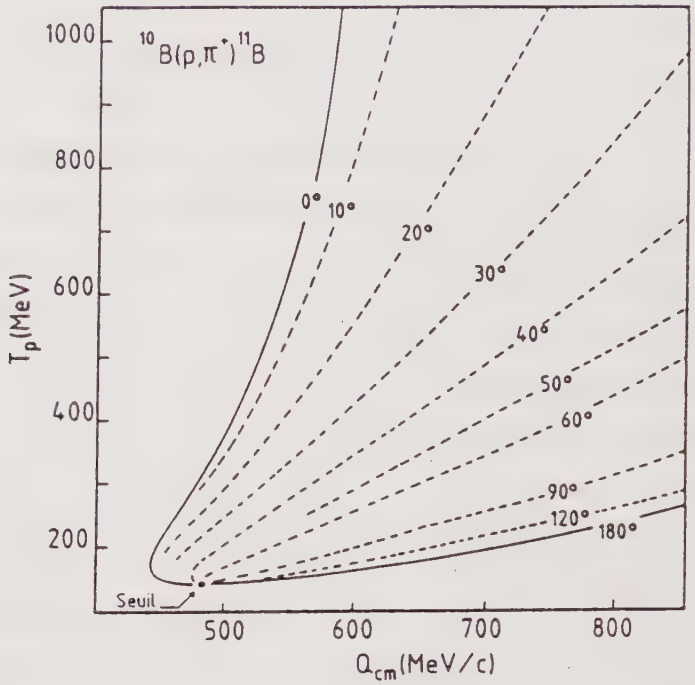



*Figure 1.5*

*Cinématique de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ présentant les plages d'impulsions transférées en fonction de l'énergie cinétique incidente.*

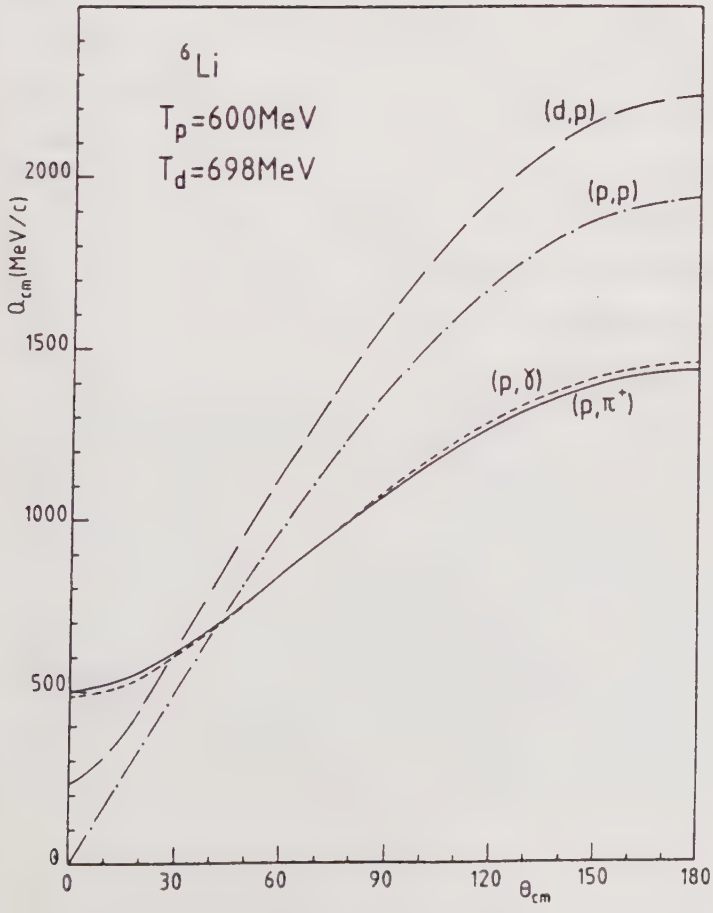



*Figure 1.6*

*Comparaison des cinématiques de quelques réactions nucléaires aux énergies intermédiaires montrant la variation de l'impulsion transférée en fonction de l'angle.*

## 1.3. LA SITUATION EXPERIMENTALE DES REACTIONS (p,π)

Quatre années seulement séparent la découverte du méson π dans le rayonnement cosmique [LAT47] de la mise en évidence expérimentale de la première, et la plus élémentaire, des réactions de production exclusive de pion : la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^+$ [CRA51]. Il faudra pourtant attendre presque vingt ans pour que soient mesurées au CERN [DOM70] les premières sections efficaces de la réaction (p,π) sur des noyaux comportant plus que quelques nucléons.

Dès lors, et grâce aux progrès des techniques expérimentales, l'étude des réactions de production cohérente de pion a connu un développement rapide et un grand nombre de données expérimentales ont été accumulées à ce jour. De nombreux articles de revue, présentant une compilation et une bibliographie plus ou moins complètes, ayant été publiés [HOI79c, MEA79, FEA80, FEA81, HOI81] nous ne retracerons ici que les grandes étapes de ce développement.

La première étude systématique de la réaction (p,π) a été entreprise, à partir de 1971, au cyclotron d'Uppsala [DAH71]. Des distributions angulaires presque complètes de la réaction $(p,\pi^+)$ ont ainsi été mesurées autour de 185 MeV sur un grand nombre de noyaux cibles allant du $^{9}Be$ [DAH73a] au $^{208}Pb$ [HOI78b]. Ces distributions angulaires présentent des formes et une section efficace très variées selon la masse du noyau cible et le niveau d'excitation, sans que l'on puisse pour autant établir un lien étroit entre ces caractéristiques et les propriétés nucléaires de l'état d'excitation du noyau résiduel. La réaction $(p,\pi^-)$, par contre, présente systématiquement une distribution angulaire presque isotrope et surtout une section efficace extrêmement faible, de l'ordre du nanobarn par stéradian [DAH73a, DAH73b].

Malgré les problèmes expérimentaux posés par la désintégration des pions de faible énergie, une série d'expériences plus près du seuil de production ont été réalisées, dès 1974, avec des protons de 154 MeV, au synchrocyclotron d'Orsay [LEB74, LEB76, LEB77]. Parmi les résultats accumulés, on notera la première mesure de la variation de la section efficace de la réaction $(p,\pi^+)$ en fonction de l'énergie (sur $^{40}Ca$ à $\theta_{lab} = 18°$, [LEB76]) mettant en évidence une très forte augmentation, de près d'un ordre de grandeur, de cette section efficace entre 149 et 154 MeV.

A plus haute énergie, les seules données existantes à cette époque étaient les toutes premières mesures du CERN [DOM70, GAB72, ROH72a]. Ces expériences, réalisées à une seule énergie (600 MeV) et à un seul angle (0°) avec une résolution en énergie de quelques MeV, ne donnaient cependant que des informations assez fragmentaires sur la section efficace de la réaction (p,π) loin du seuil de production.

Telle était donc la situation expérimentale, fin 1974, lorsque nous avons entrepris à Saturne la mesure de la première distribution angulaire de la réaction (p,π) au-delà de la résonance Δ(1232) [BAU77]. Parmi les résultats qui font l'objet du chapitre 3, nous insisterons ici sur l'étude de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ dans une très large gamme d'énergie incidente, de 250 MeV à 800 MeV [DIL80b, ASL81, COU81d], qui complète les très nombreuses mesures existantes aujourd'hui plus près du seuil de production (entre 145 et 200 MeV). Retenons enfin l'expérience $(p,\pi^-)$ réalisée sur le $^{12}C$ [COU78] qui met en lumière l'intérêt spectroscopique de cette réaction avec la mesure du premier spectre d'excitation de l'oxygène-13.

Depuis quelques années l'activité expérimentale concernant cette réaction s'est fortement intensifiée dans la plupart des laboratoires de physique des énergies intermédiaires. C'est ainsi qu'un grand nombre d'expériences ont été réalisées près du seuil de production au cyclotron de l'Université d'Indiana [BEN78, GRE 81], à TRIUMF [AUL78, LOL81] ainsi qu'au synchrocyclotron rénové d'Orsay [WIL81b,LEB81]. Au-delà de la résonance (3,3), les premiers résultats de LAMPF à 800 MeV [HOI79b, NAN81] viennent compléter les mesures effectuées à Saturne. De toutes ces nouvelles données de section efficace nous ne sélectionnerons ici que la spectaculaire mesure de la réaction $^2H(p,\pi^0)^3He$ à l'extrême limite du seuil de production [PIC81] ; en détectant en coïncidence le noyau de recul $^3He$ et l'un ou les deux photons de désintégration du $\pi^0$, des distributions angulaires complètes ont été mesurées jusqu'à une énergie telle que le pion émis n'ait plus que 0,1 MeV d'énergie cinétique dans le centre de masse. A cette limite cinématique, la section efficace mesurée présente une distribution angulaire quasi-isotrope, telle que pouvait le laisser prévoir la prédominance de la production d'un pion dans l'onde S ; un résultat plus surprenant est ce-

pendant la rapidité avec laquelle cette isotropie disparaît, laissant supposer que la production d'un pion dans l'onde P devient très vite importante.

Bien que cet aspect des réactions (p,π) ne soit pas abordé par la suite, nous nous devons de citer ici les nombreuses mesures de l'asymétrie dans la réaction $(\vec{p},\pi)$. Les premiers résultats, obtenus pour la réaction $(\vec{p},\pi^+)$ sur $^9$Be et $^{12}$C [AUL78], présentaient des distributions angulaires d'asymétrie fortement négative dont la forme quasi-universelle (Fig. 1.7) rappelait celle de la réaction élémentaire $p + p \rightarrow d + \pi^+$. Les données récentes, accumulées tant à TRIUMF [LOL81, LOL82] qu'à l'Université d'Indiana [SJO81, GRE81] montrent cependant une plus grande diversité de forme d'asymétries, aussi bien positives que négatives ; cette diversité apparaît aussi dans les premiers résultats de polarisation de la réaction $(\vec{p},\pi^-)$ [SJO80, GRE81, LOL81]. Un dernier résultat à signaler [GRE81, LOL81] est la surprenante variation de forme d'asymétrie en fonction de l'énergie incidente (Fig. 1.8), compte tenu de la quasi-identité des distributions angulaires de sections efficaces correspondantes. Cette richesse des premières données de polarisation montre que ces expériences sont un complément indispensable des mesures de section efficace tant pour la détermination du mécanisme de réaction que pour l'extraction éventuelle de nouvelles informations sur la structure nucléaire. Il serait souhaitable à cet égard que les premiers résultats obtenus à LAMPF à plus haute énergie [HOI81] soient complétés par des expériences autour et au-delà de la résonance Δ.

## 1.4. LES REACTIONS DE TRANSFERT D'UN NUCLEON AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES.

Nous avons vu dans le second paragraphe que les réactions de transfert d'un nucléon aux énergies intermédiaires présentaient des propriétés cinématiques assez semblables, caractérisées en particulier par un important transfert d'impulsion au noyau résiduel. Compte tenu de ces propriétés, la question intéressante qui se pose est de savoir si des réactions aussi différentes, a priori, que (p,π), (d,p) ou (p,γ), pour ne citer que les plus simples, ne pourraient pas présenter les effets d'une dynamique commune.

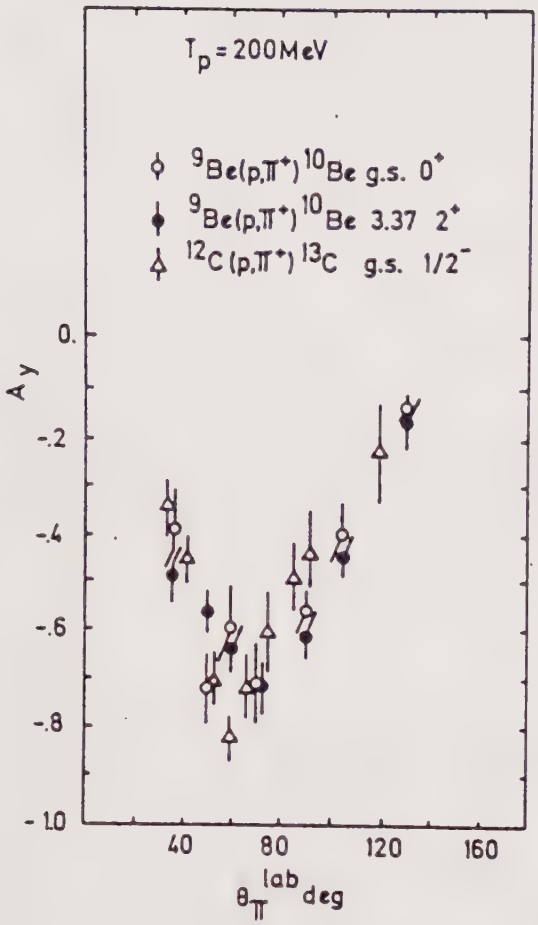



*Figure 1.7*

*Mesures d'asymétrie pour quelques transitions de la réaction (p,π$^\pm$) sur $^9$Be et $^{12}$C [AUL78] (figure extraite de [HOI81]).*

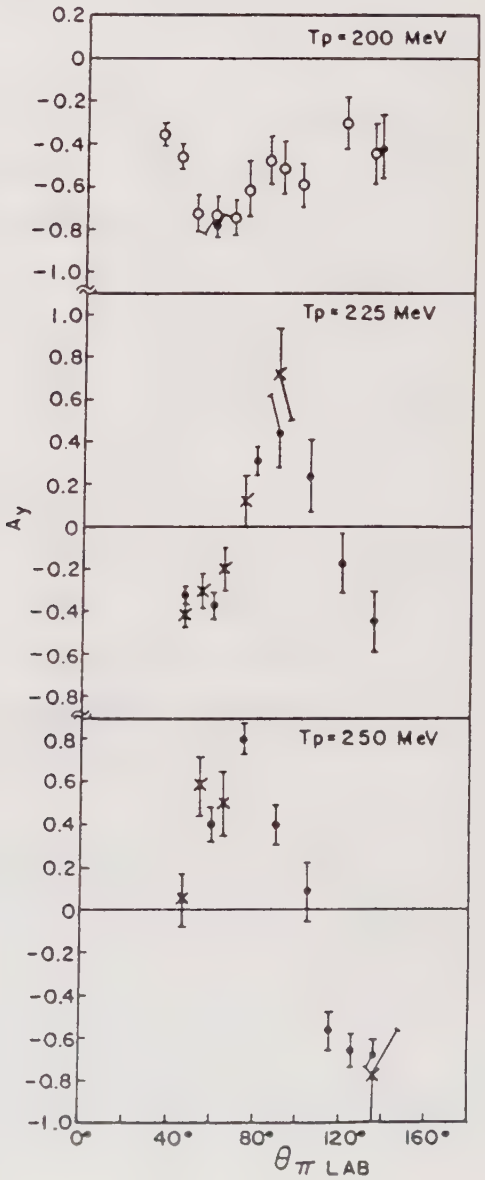



*Figure 1.8*

*Variation de l'asymétrie dans la réaction $^{12}C(p,\pi^+)^{13}C_{E.F.}$ pour quelques valeurs de l'énergie cinétique du proton incident (figure extraite de [LOL82]).*

Une telle étude comparative a été commencée il y a quelques années à SPES 1. La figure 1.9 en montre un des résultats les plus spectaculaires ; à impulsion transférée égale, les spectres d'excitation des réactions $^{6}Li(p,\pi^{+})^{7}Li$ ([BAU77], voir chapitre 3) et $^{6}Li(d,p)^{7}Li$ [BOU81] sont identiques.

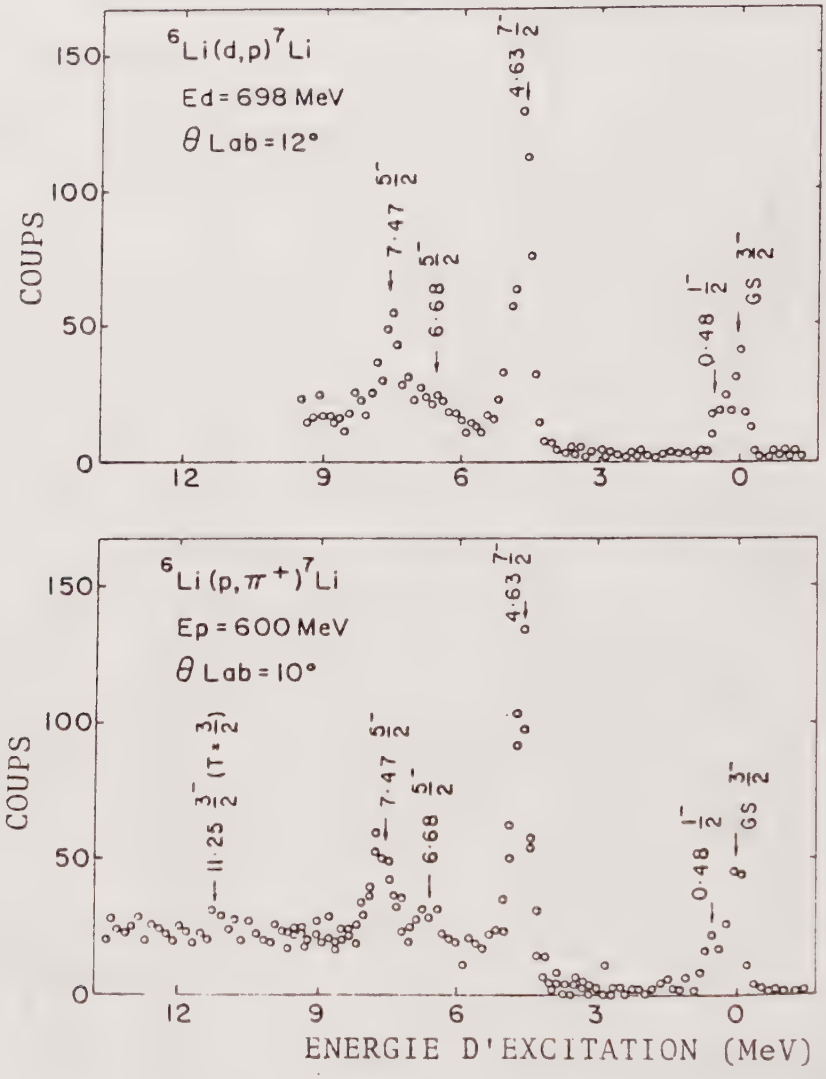



*Fig. 1.9 - Spectres d'excitation des réactions $^{6}Li(p,\pi^{+})^{7}Li$ et $^{6}Li(d,p)^{7}Li$ à impulsion transférée égale, mesurés à SPES 1.*

Ces similitudes ne se limitent pas à l'excitation relative des différents niveaux du lithium-7 à des angles particuliers puisque l'on voit (Fig. 1.10) que, dans un domaine d'impulsion transférée commun, les sections efficaces différentielles présentent des formes de distribution angulaire presque identiques et une intensité du même ordre de grandeur (des caractéristiques analogues sont observées dans le cas de ces deux mêmes réactions sur $^{9}Be$ [DIL80b, BOU81]).

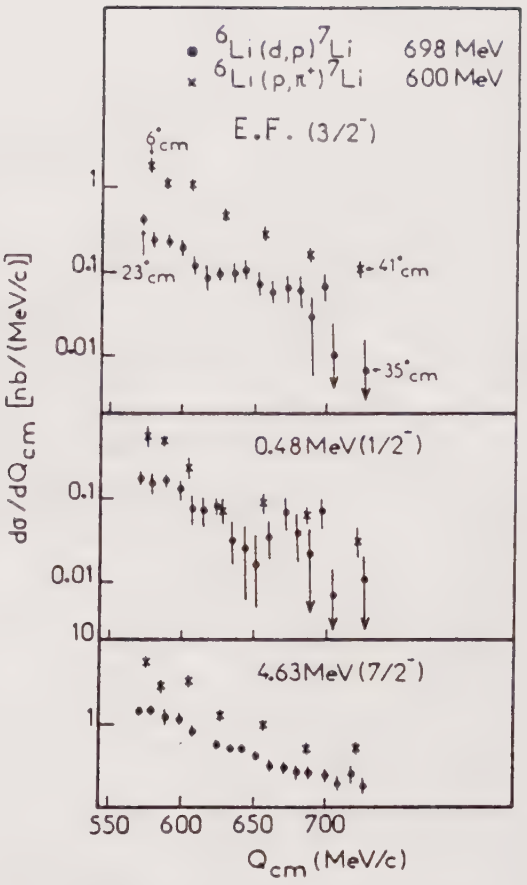



*Figure 1.10*

*Distributions angulaires des trois premiers niveaux du $^7$Li excités dans les réactions (p,π$^+$) et (d,p) sur une cible de lithium-6, dans un domaine d'impulsion transférée commun.*

A plus basse énergie, la comparaison de ces deux réactions a été réalisée sur $^{28}$Si à l'Université d'Indiana [JAC80]. Sur la figure 1.11 on peut voir que, à transfert d'impulsion équivalent, les distributions angulaires des réactions (d,p) et (p,$\pi^+$) pour les mêmes états d'excitation du $^{29}$Si ont des formes totalement dissemblables et des intensités de section efficace qui diffèrent de plusieurs ordres de grandeur. De plus, pour deux paires d'états d'excitation, de caractéristiques $J^\pi$ respectives $3/2^+$ et $5/2^+$, la réaction (d,p) donne des distributions angulaires très semblables et compatibles avec une interprétation en terme d'échange direct d'un neutron alors que la réaction (p,$\pi^+$) conduit à des distributions angulaires comparables dans un cas ($5/2^+$) et totalement différentes dans l'autre ($3/2^+$). Il semble donc, à la simple observation de ces résultats expérimentaux que, dans le domaine d'énergie juste au-dessus du seuil de production de pions, les réactions (d,p) et (p,$\pi^+$) soient dominées par des mécanismes de réactions très différents, alors qu'au-delà de la résonance (3,3) cette différence semble s'estomper.

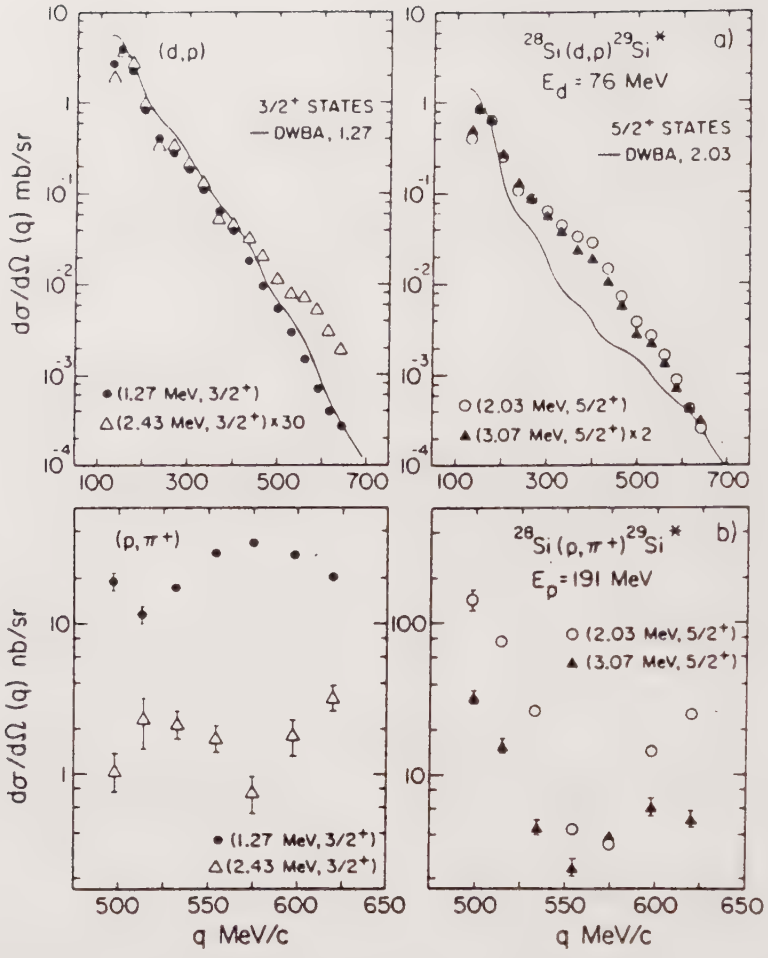



*Fig. 1.11 - Comparaison des distributions angulaires des réactions (d,p) et (p,$\pi^+$) sur $^{28}$Si pour deux paires de transition vers des états $J^\pi = 3/2^+$ (1,27 et 2,43 MeV) et $5/2^+$ (2,03 et 3,07 MeV). La courbe est un calcul DWBA du mécanisme de transfert direct d'un nucléon dans la réaction (d,p). La figure est extraite de [JAC80].*

Une comparaison analogue avec la réaction (p,$\gamma$), ou la réaction inverse ($\gamma$,p), est plus difficile dans la mesure où, d'une part, les résultats expérimentaux de cette réaction à deux corps sur des noyaux complexes sont encore peu nombreux et où d'autre part, nous avons affaire ici au transfert d'un proton qui ne peut être comparé directement aux réactions (p,$\pi^+$) et (d,p) précédentes. Une première étude phénoménologique des réactions (p,$\pi^0$) et (p,$\gamma$) a été faite récemment sur des systèmes à petit nombre de nucléons [NEF81] ; pour cette étude, les résultats d'expériences très diverses ont été pris en compte en utilisant les propriétés de symétrie de charge et d'invariance par renversement du temps. Les rapports de sections efficaces totales $\sigma_T(p,\pi^0)/\sigma_T(p,\gamma)$ ainsi déterminés pour différents noyaux cibles (neutron, deuton, triton) présentent des valeurs absolues très

semblables et des variations en fonction de l'énergie presque identiques, mettant en évidence la présence de la résonance Δ(1232) dans le mécanisme de ces deux réactions. Une telle similitude de mécanisme de réaction est aussi suggérée par les résultats d'une récente expérience [MCK80] montrant que les spectres inclusifs de protons émis lors des réactions $^{12}C(\gamma,p)X$ et $^{12}C(\pi,p)X$ présentent une forme presque identique pour différents angles d'émission et ce sur une même plage d'énergie d'excitation explorée variant de 100 à 250 MeV (Fig. 1.12).

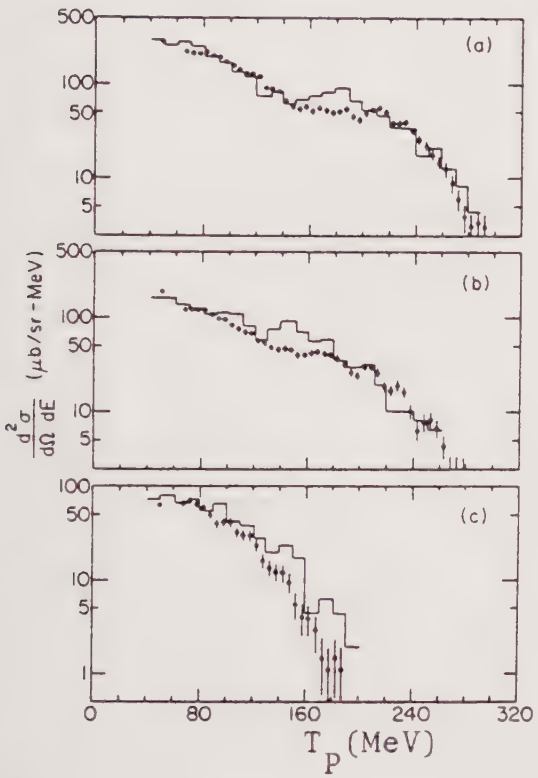



*Figure 1.12*

*Spectres de protons émis après l'absorption de pions de 220 MeV (points) et de photons de 343 MeV (histogrammes) pour trois angles de diffusions différents : a) θ ~ 47° ; b) θ ~ 67° ; c) θ ~ 122°. Les histogrammes de la réaction (γ,p) ont été renormalisés par un facteur 55 (figure extraite de [MCK80]).*

L'étude comparative présentée dans ce paragraphe n'est bien sûr pas exhaustive. Cependant, si les résultats expérimentaux sont encore trop fragmentaires et insuffisants pour affirmer qu'il existe un mécanisme de réaction commun à tous ces processus d'échange d'un nucléon mettant en jeu un grand transfert d'impulsion, on observe déjà des similitudes assez importantes pour qu'une comparaison systématique, tant expérimentale que théorique, de ces réactions soit entreprise dans l'avenir.

# Première Partie

## LES EXPERIENCES (p,π) A SPES 1

# Chapitre 2

# LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La campagne de mesure des réactions (p,π) aux énergies intermédiaires réalisées à SPES I s'est étalée sur une période de presque cinq ans, depuis l'expérience exploratoire de septembre 1974 jusqu'à l'expérience d'avril 1979 qui, faite auprès de Saturne 2, achevait un programme expérimental presque entièrement réalisé sur l'ancien synchrotron.

Tout au long de ces années, l'ensemble de détection et le système de monitorage ont évolué au fil de l'expérience acquise. Il serait fastidieux et souvent inutile de présenter ici, dans leurs moindres détails, les différentes configurations propres à chaque expérience. De plus, nous avons utilisé, pour l'étude de ces réactions, un appareillage déjà opérationnel. Nous nous contenterons donc, dans ce chapitre, d'une description aussi succincte que possible du poste expérimental SPES I et des principes généraux qui le caractérisent. Nous insisterons cependant un peu plus sur les particularités inhérentes à la cinématique des réactions (p,π) d'une part et à la détection et l'identification des pions d'autre part.

## 2.1. L'ENSEMBLE DE SPECTROMETRIE MAGNETIQUE SPES I.

Mise en service en 1972, la ligne spectrométrique SPES I a été conçue [THI70] et réalisée pour permettre une étude aussi précise que possible des réactions nucléaires à deux corps en général et de la diffusion élastique et inélastique de protons en particulier dans le domaine des énergies intermédiaires, ce qui nécessite des contraintes expérimentales particulières.

2.1.1. Le principe général [THI70, BEU75, LEG79].

La détermination expérimentale du bilan Q d'une réaction nucléaire à deux corps dans l'état final se fait sans ambiguïté par la mesure, à un angle de diffusion donné, de l'impulsion de la particule diffusée et donc, par principe même de l'analyse magnétique, par la mesure de la position $x_f$ de sa trajectoire sur le plan focal horizontal du spectromètre.

Soient respectivement $x_o$ et $\theta_o$ la position et l'inclinaison de la trajectoire d'une particule extraite de l'accélérateur par rapport à l'axe optique de la ligne spectrométrique et $\delta_o = (p - p_o)/p_o$ l'écart relatif de son impulsion p par rapport à l'impulsion moyenne $p_o$. On peut montrer, à l'aide d'un formalisme matriciel que nous n'exposerons pas ici, que la position $x_f$ de l'intersection de la trajectoire de la particule diffusée avec le plan focal est directement liée aux caractéristiques d'émittance horizontale et de dispersion en impulsion du faisceau incident ; cette position dépend de plus de l'inclinaison $\theta_s$ de la trajectoire par rapport à l'axe optique du spectromètre. Au premier ordre nous avons donc la relation :

$$x_f = a_o Q + a_1 x_o + a_2 \theta_o + a_3 \delta_o + a_4 \theta_s \qquad (2.1)$$

Le coefficient $a_o$ du terme principal d'ordre zéro ne dépend que des caractéristiques connues du spectromètre et de la cinématique de la réaction ; nous n'aurons donc une détermination directe du bilan Q par la mesure de la position $x_f$ que si nous sommes capables de minimiser, sinon annuler, tous les autres termes parasites.

La *compensation de l'ouverture angulaire* $\theta_s$ du spectromètre est, au premier ordre et par construction, automatiquement réalisée. Due à la variation cinématique de l'impulsion avec l'angle de diffusion, elle se traduit, dans le cas des réactions (p,π), par une focalisation horizontale des particules diffusées *au-delà* de la focale naturelle du spectromètre ; ce recul effectif du plan focal dépend de la cinématique de la réaction étudiée et est d'autant plus important que l'angle de diffusion est grand et le noyau cible léger.

Par principe on ne peut pas annuler simultanément les trois autres termes du premier ordre. La *minimisation du terme* $a_1 x_o$ est assurée sur la ligne SPES I par la formation d'un objet virtuel de très petite dimension horizontale $x_o$.

Les coefficients $a_2$ et $a_3$ dépendent des paramètres optiques de la ligne d'analyse, des caractéristiques propres au spectromètre et de la cinématique de la réaction ; leur annulation peut être réalisée simultanément par un réglage approprié des caractéristiques magnétiques de la ligne d'analyse :

- la *compensation de l'ouverture angulaire* $\theta_o$ du faisceau incident se traduit en pratique par une focalisation horizontale de ce faisceau en aval de la cible ;

- la *compensation de la largeur en impulsion* $\delta_o$ du faisceau extrait est primordiale puisqu'elle assure l'achromatisme de l'ensemble spectrométrique. Il serait en effet vain d'espérer une résolution en énergie d'une centaine de keV si l'on ne compense pas la dispersion en énergie du faisceau de Saturne qui lui est cinq à dix fois supérieure. Cette compensation est réalisée par un réglage de la ligne d'analyse tel que les dispersions du faisceau analysé d'une part et du spectromètre (vu depuis un point du plan focal) d'autre part soient inverses l'une de l'autre au niveau de la cible.

La relation (2.1) comporte en fait d'autres termes d'ordre supérieur, en particulier les effets dus à l'épaisseur de la cible, que nous examinerons plus loin. Notons, pour terminer, que nous n'aborderons pas ici les problèmes relatifs à la résolution angulaire puisque sans objet dans le cas de nos expériences. En effet, l'absence d'oscillations dans les distributions angulaires de la réaction $(p,\pi)$ et la faiblesse du taux de comptage nous ont amenés à intégrer les sections efficaces différentielles sur la totalité de l'ouverture angulaire horizontale du spectromètre.

2.1.2. Description de la ligne expérimentale.

a) La ligne spectrométrique à Saturne 1.

La figure 2.1 présente un schéma de la ligne spectrométrique SPES I telle qu'elle a été conçue et réalisée à l'origine. Elle se compose essentiellement de trois parties aux fonctions bien définies :

*i) la "partie 0"*, formée de deux doublets de quadrupôles (Q01, Q02) et (Q03, Q04), transporte le faisceau extrait du synchrotron et le focalise pour donner un poignet de trajectoires au niveau d'un doublet de fentes réglables qui définissent un objet dont les dimensions maximales, par rapport à l'axe optique du faisceau, sont de ±4 mm en horizontal et ±5 mm en vertical.

*ii) la partie analyse*, dont les fonctions principales sont assurées par cinq quadrupôles et un dipôle, transporte le faisceau depuis les fentes objet jusqu'à la cible de réaction en lui donnant les caractéristiques requises pour une spectrométrie à haute résolution :

- un objet virtuel de très petites dimensions dans le plan horizontal (± 0,3 mm) est formé à partir des fentes objets par le doublet de quadrupôles (Q10, Q11) ;

- une dispersion naturelle du faisceau incident est assurée par l'aimant d'analyse (A12) ; un doublet de fentes réglables est placé en amont de ce dipôle et permet d'en limiter l'émittance et l'intensité ;

- le triplet de quadrupôles (Q14, Q16, Q17) assure la focalisation verticale et permet d'ajuster la focalisation horizontale et la dispersion du faisceau incident sur la cible en fonction des impératifs expérimentaux (compensation des effets du premier ordre ou bien focalisation horizontale sur cible).

*iii) la partie spectromètre* comprend le dipôle A23 lui-même qui disperse et focalise dans le plan horizontal les particules issues de la réaction et un quadrupôle (Q20) qui autorise un grand angle solide en acceptant une large ouverture angulaire verticale de ces particules. Son rôle est de présenter, à l'entrée de A12, des trajectoires parallèles à l'axe optique dans le plan vertical.

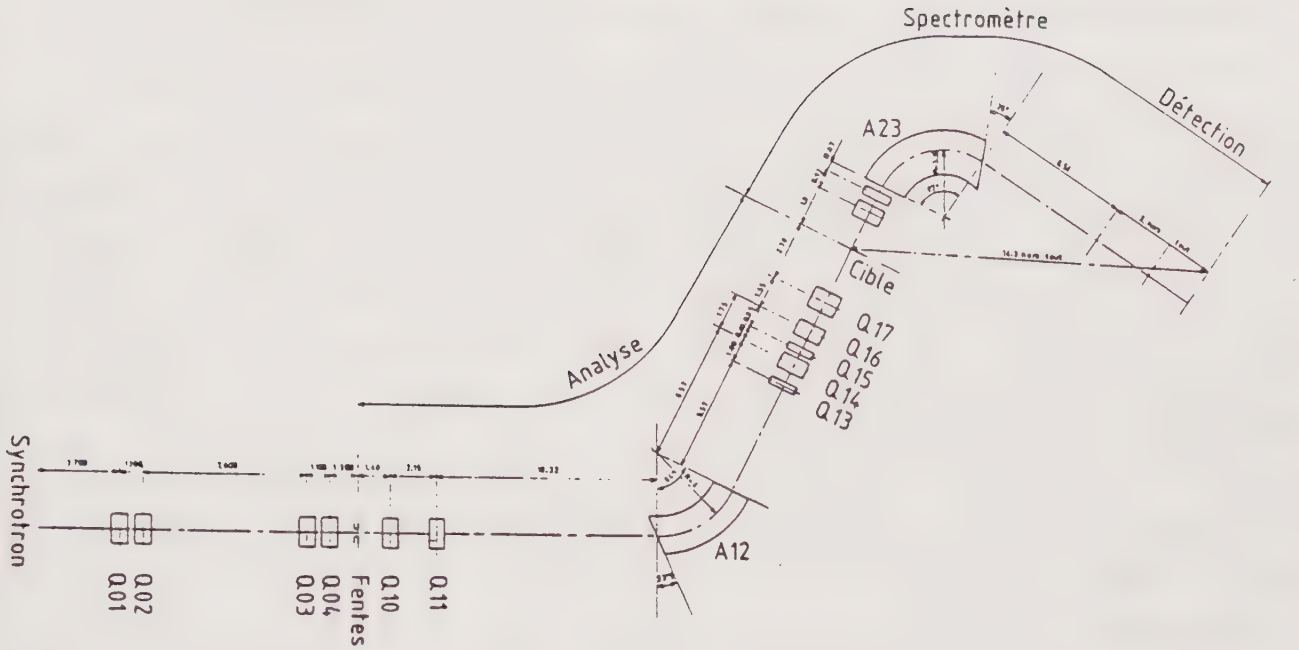



*Fig. 2.1 - Implantation générale de SPES I sur Saturne 1.*

Etant placé en amont du jeu de fentes réglables qui définissent les dimensions physiques du faisceau diffusé pénétrant dans le spectromètre et afin d'assurer la stricte proportionalité entre l'angle solide et ces dimensions, ce quadrupôle doit être réglé de telle sorte que son champ magnétique divisé par la rigidité magnétique de la particule détectée soit une constante, quelle que soit la cinématique de la réaction.

Outre ces éléments magnétiques de base, trois sextupôles (S13, S15 et S21) permettent de corriger en partie les aberrations dues aux effets du second ordre ; des correcteurs mécaniques et électriques placés à l'intérieur des dipôles A12 et A23 ont une fonction analogue.

Notons enfin qu'aux angles de diffusion avant ($\theta_d \leqslant 13°$) une partie des pièces polaires et du bobinage du spectromètre se trouve sur le trajet du faisceau non diffusé ; celui-ci est alors arrêté par un bloc d'uranium de 35 cm d'épaisseur placé à 2,3 mètres en aval de la cible, ce qui augmente notablement le bruit de fond dans la casemate expérimentale.

b) Les modifications apportées sur Saturne 2 [BOU80].

Si l'implantation de la nouvelle ligne spectrométrique (Fig. 2.2) semble a priori différente, le principe de base en reste bien entendu identique. Les qualités d'émittance du faisceau extrait du nouvel accélérateur ont permis certains aménagements qui se traduisent essentiellement par une diminution du nombre d'éléments magnétiques focalisants et, par conséquent, par un raccourcissement de la ligne expérimentale. Dans cette nouvelle configuration, les fonctions de transport du faisceau jusqu'aux fentes objet et de formation d'un objet virtuel horizontal sont étroitement liées. Un choix judicieux de l'implantation des différents jeux de fentes sur la ligne d'analyse permet alors un découplage des réglages des dimensions d'une part et de l'ouverture angulaire d'autre part du faisceau incident sur la cible. Cette nouvelle ligne autorise enfin une plus grande dispersion du faisceau analysé.

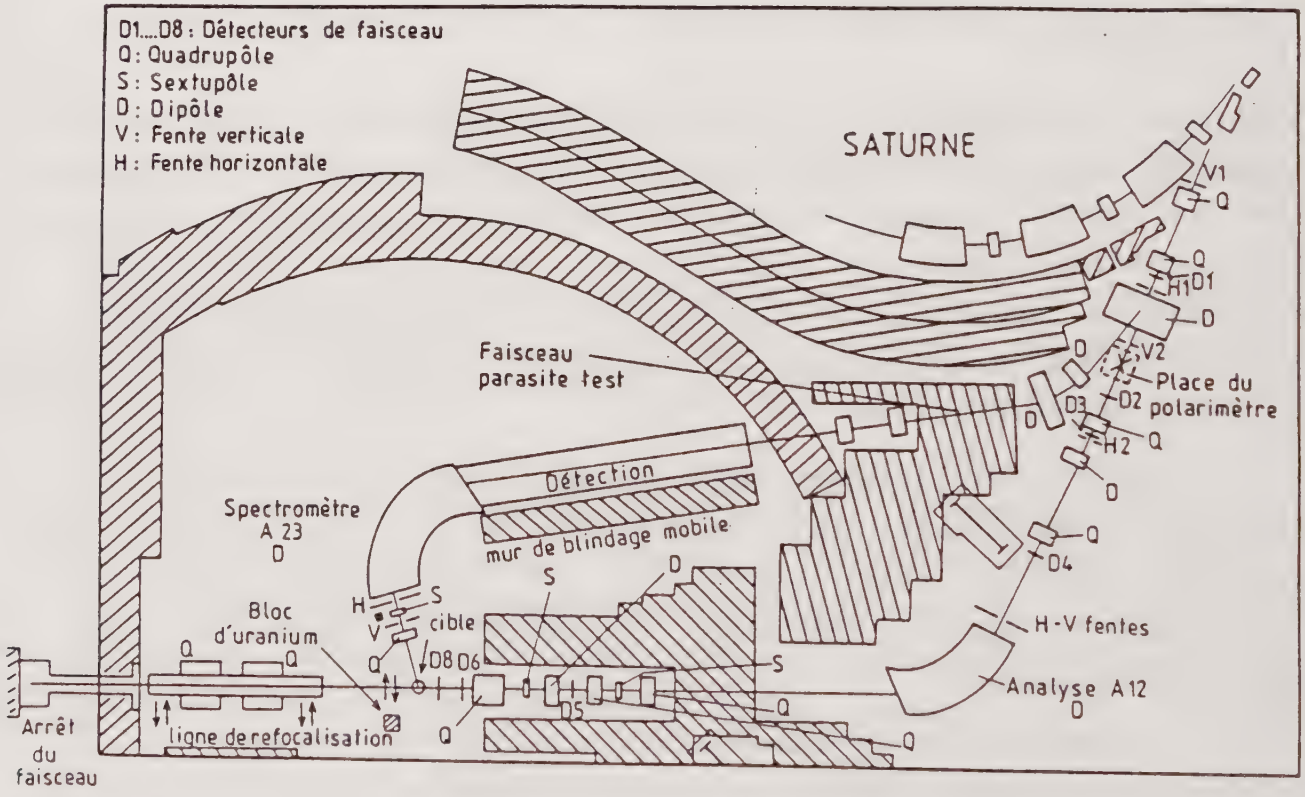



*Fig. 2.2 - Implantation du poste expérimental SPES I sur Saturne 2.*

La forte augmentation de l'intensité du faisceau extrait, d'environ un facteur 100, posait par contre d'importants problèmes de bruit de fond. A cette fin, le blindage entre la ligne d'analyse et le spectromètre a été renforcé. De plus, un mur de béton de 9 mètres de longueur et de 90 cm d'épaisseur, s'élevant du sol au plafond et solidaire des rotations du spectromètre, protège la détection placée sur le plan focal du bruit de fond émis par le bloc d'arrêt du faisceau. Enfin, dans le but d'éviter au maximum les cibles parasites, le faisceau non diffusé est focalisé en aval de la cible par un doublet de quadrupôles et conduit à l'intérieur d'une chambre à vide jusqu'à un puits de faisceau convenablement blindé (pour des angles de détection inférieurs à 13°, cette ligne de refocalisation est escamotée sur rails et donc inactive).

### 2.1.3. Les conditions d'utilisation pour la réaction (p,π).

La réaction (p,π) présente, nous l'avons signalé dans le chapitre préliminaire, deux caractéristiques principales : un grand transfert d'impulsion et une section efficace très faible. Ces deux particularités ont des conséquences expérimentales importantes et font que nous n'avons souvent pas pu, ni parfois voulu, utiliser SPES I au maximum de ses performances.

#### a) La dissymétrie analyseur-spectromètre.

La ligne spectrométrique ayant été conçue pour travailler en perte d'énergie, l'alimentation en courant de l'analyseur et du spectromètre est faite en série ; un bobinage auxiliaire placé sur l'analyseur permet de compenser la dissymétrie, due à la cinématique, entre les impulsions du proton incident et de la particule détectée. Cependant, dans le cas de la réaction (p,π) cette dissymétrie est très importante (dans un rapport variant de 1,9 à 5,7 suivant les réactions étudiées) et l'ajustement des champs magnétiques n'est plus réalisable. Il est alors nécessaire, et possible, de court-circuiter un tiers ou les deux tiers du bobinage du spectromètre. La figure 2.3 présente les configurations cinématiques réalisables sur SPES I. Il serait toujours possible d'explorer une zone inaccessible dans les conditions précédentes en utilisant deux alimentations séparées pour l'analyseur et le spectromètre.

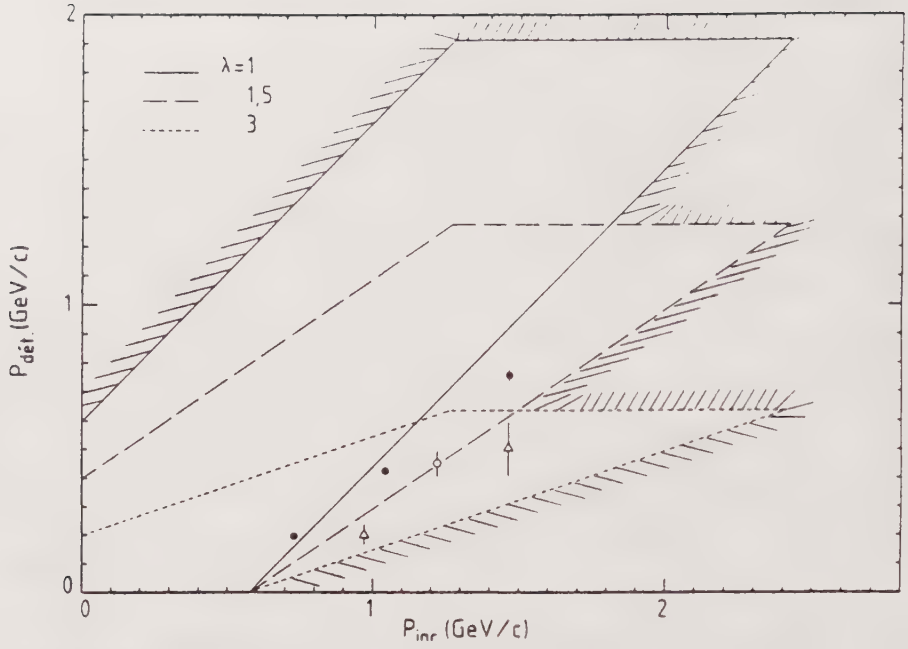



*Fig. 2.3 - Zones de dissymétrie possible entre impulsions incidente et diffusée pour la totalité (λ = 1), les deux tiers (λ = 1,5) et le tiers (λ = 3) du bobinage du spectromètre. Quelques exemples de plage d'impulsion diffusée pour des angles compris entre 0° et 50° sont donnés pour la réaction (p,π⁺) sur des cible d'hydrogène (Δ), de deutérium (o) et de Bore-10 (•).*

b) Les difficultés de compensation du premier ordre.

La forte dissymétrie entre les impulsions incidente et diffusée que nous venons de mentionner a, de plus, une conséquence importante quant aux compensations des effets du premier ordre dont nous avons parlé plus haut (§ 2.1.1.) : la dispersion inverse du spectromètre est, *compte tenu de la cinématique de la réaction (p,π)*, environ deux fois supérieure à sa dispersion naturelle (~ 13 cm/%). Si l'on veut assurer l'achromatisme du système cela nécessite donc une importante dispersion du faisceau incident sur la cible ; en particulier, *l'optimisation de la ligne d'analyse était impossible* sur l'ensemble spectrométrique original installé auprès de Saturne 1. Dans la plupart des cas, nous avons donc travaillé en adoptant une dispersion maximum du faisceau incident, pour assurer au mieux l'achromatisme du système, mais en le focalisant sur la cible ce qui implique une contribution non négligeable du terme $a_2\theta_o$ (équation (2.1)) à la dégradation de la résolution en énergie des spectres observés.

Une autre cause importante de la dégradation de cette résolution est l'effet dû à l'épaisseur de la cible : la faiblesse de la section efficace des réactions (p,π) d'une part et, sur Saturne 1, de l'intensité du faisceau disponible, nous a obligé à utiliser des cibles dont l'épaisseur variait entre 0,2 et 0,7 g/cm$^2$ suivant les expériences. Les effets (en angle et en énergie) de la diffusion multiple étaient donc assez importants ; de plus la différence de perte d'énergie entre le proton incident et le pion sortant était telle qu'il était pratiquement impossible de la compenser par une orientation de la cible par rapport à l'axe du faisceau incident (la majorité des points expérimentaux imposait en effet des angles irréalistes de l'ordre de -50 à -60 degrés).

Pour terminer, notons que de façon générale les difficultés dues à la faiblesse des sections efficaces étant déjà suffisamment importantes, nous n'avons pas cherché à optimiser systématiquement la résolution en énergie puisque la séparation des niveaux d'énergie d'excitation des noyaux résiduels étudiés était toujours supérieure ou égale à 400 keV.

## 2.2. LA DETECTION ET L'IDENTIFICATION DES PIONS.

### 2.2.1. L'ensemble de détection sur le plan focal.

Le rôle de l'ensemble des détecteurs placés aux abords du plan focal du spectromètre est double. En tout premier lieu il est de mettre en évidence les particules analysées par le spectromètre et d'identifier sans ambiguïté celles correspondant au processus qui nous intéresse ; c'est le traitement logique, par l'électronique d'acquisition, des signaux délivrés par l'ensemble des détecteurs qui assure cette sélection. Il faut en second lieu déterminer le bilan de la réaction nucléaire que l'on étudie et donc, nous l'avons vu, localiser l'intersection de la trajectoire des particules avec le plan focal ; cette information est donnée sur SPES I par des compteurs à migration.

a) Les compteurs à migration [SAU73].

Le choix des compteurs destinés à localiser la position des particules s'est donc porté sur des compteurs à migration. L'un de ces compteurs, à localisation horizontale, est présenté sur la figure 2.4 ; pour des raisons de limitation du bruit de fond, ce sont en fait deux compteurs à migration qui sont jumelés dans une enceinte commune. Cette enceinte en matériau isolant, dont les faces présentées aux particules incidentes sont closes par une fenêtre de mylar de 10 µm d'épaisseur, renferme un gaz à pression atmosphérique. Afin de préserver la nature de ce gaz, ici du méthane pur, une légère suppression est maintenue, par circulation du gaz, à l'intérieur de la chambre pour éviter toute diffusion de l'air extérieur à travers les feuilles de mylar. Les deux extrémités de cette chambre sont occupées l'une par une plaque métallique portée à une tension de -50 kV, l'autre par un compteur proportionnel constitué d'une coque cylindrique de 2 cm de diamètre portée à un potentiel d'environ -2,2 kV et d'un fil collecteur central maintenu à une tension positive réglable de 0 à 700 volts. La parfaite constance du champ électrique ainsi créé est assurée par des bandes de mylar aluminisées portées à des potentiels décroissant linéairement de -50 à -2 kV et alignées de part et d'autre de chaque espace de migration.

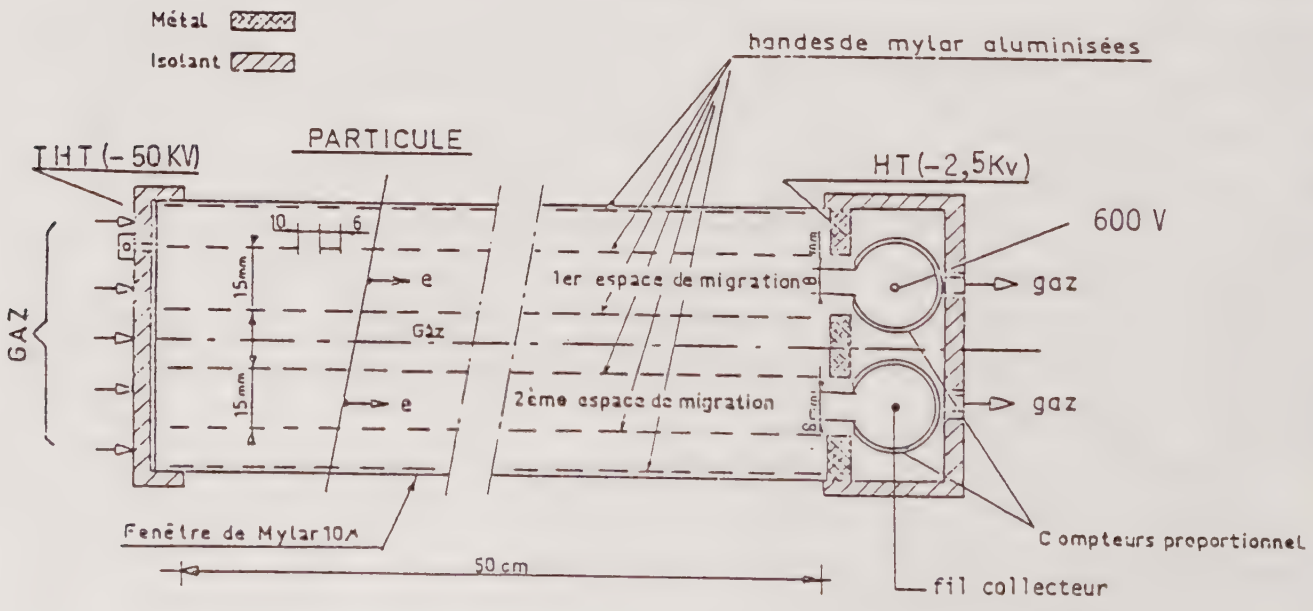



*Fig. 2.4 - Vue en coupe d'un double compteur à migration horizontale.*

Lorsqu'une particule chargée traverse le compteur, elle crée, par ionisation du gaz, un chapelet d'électrons le long de sa trajectoire. Sous l'effet combiné de l'accélération due au champ électrique et de la résistance due au gaz, ces électrons migrent à *vitesse constante* vers le fil collecteur. La mesure de l'intervalle de temps séparant le passage de la particule et l'arrivée des électrons sur le fil est alors une détermination directe de la localisation de la particule dans le compteur. La précision de cette mesure est cependant affectée par l'élargissement du paquet d'électrons, par diffusion dans le gaz, au cours de la migration. Dans les conditions d'utilisation optimales adoptées sur SPES I, la vitesse de migration est de 10,4 cm/µs ; la résolution spatiale obtenue alors varie de 0,4 mm pour des distances de migration inférieures à 12 cm à 1,3 mm pour le trajet maximum des électrons, soit 50 cm. On notera que la vitesse de migration ci-dessus conduira à un temps mort logique du système d'acquisition de 5 µs correspondant au temps de migration maximum.

Le système de localisation placé après le spectromètre se compose, en principe, de quatre de ces doubles compteurs à migration horizontale et de deux compteurs à migration verticale ce qui permet de *reconstituer complètement la trajectoire* (position et inclinaison par rapport à l'axe optique) et de *vérifier que celle-ci est bien rectiligne*. De fait, les deux compteurs verticaux n'entrent pas dans la détermination d'un événement et n'ont servi, occasionnellement, qu'à vérifier l'extension verticale du faisceau diffusé.

La vitesse de migration et l'efficacité de chacun de ces compteurs, mesurées systématiquement en début d'expérience, présentent une remarquable stabilité tout au long de chaque série de mesures.

b) Le système de déclenchement.

Le rôle du système de déclenchement est multiple. Tout d'abord, et c'est essentiel, il conditionne la localisation de la particule qui traverse la détection en donnant au système logique d'acquisition le signal de départ du temps de migration. Il constitue ensuite, avec les huit compteurs à migration, la première étape de sélection des particules sortant du spectromètre : par le haut niveau de coïncidence ainsi établi et par la configuration géométri-

que de l'ensemble, nous obtenons un taux de rejet important du "bruit de fond ambiant" provenant de la casemate expérimentale. Pour l'étude des réactions (p,π), il doit de plus identifier les pions et rejeter au maximum le "bruit de fond physique" constitué par toutes les autres particules issues de la cible et ayant le même p/z. Enfin, de par la rapidité de son temps de réponse il est à l'origine de la séquence logique de toutes les vérifications nécessaires à la reconnaissance et la prise en compte d'un "bon événement".

Ce déclencheur est physiquement constitué de quatre photoscintillateurs destinés à augmenter le niveau de coïncidence et de trois plans de compteurs plastiques à effet Čerenkov. Ce sont ces derniers qui sélectionnent les pions qui nous intéressent.
En effet, le bruit de fond physique venant du spectromètre est essentiellement constitué de *protons de basse énergie* issus de la diffusion quasi-élastique des protons incidents sur les noyaux de la cible. Rappelons qu'une particule de vitesse $\beta = v/c$ traversant un milieu d'indice de réfraction n ne produit, par effet Čerenkov, des photons sur un cône d'ouverture $\theta_C^{\check{}}$ que si la relation

$$\cos \theta_C^{\check{}} = 1/\beta n \qquad (2.2)$$

est définie. Dans le cas des compteurs en lucite ($C_5H_8O_2$) utilisés - d'indice n = 1,47 - cette condition se résume à $\beta \geqslant 0{,}68$. Or cette condition n'est jamais réalisée pour les protons de diffusion quasi-élastique ayant le même p/z que les pions issus des réactions (p,π) que nous avons étudiées (voir tableau 2.1).

L'efficacité de ces compteurs à effet Čerenkov est généralement optimum lorsqu'ils sont inclinés d'un angle $\theta_{C\pi}^{\check{}}$ par rapport à l'axe optique du spectromètre, les photomultiplicateurs étant alors en vue directe d'une fraction du cône d'émission. On notera que cette disposition géométrique contribue éventuellement au rejet du bruit de fond en jouant sur l'inefficacité de ces compteurs pour des particules donnant un angle d'émission Čerenkov trop différent de $\theta_{C\pi}^{\check{}}$.

Tableau 2.1 - Caractéristiques expérimentales de la détection pour quelques points de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ (Avril 1979). $T_p$ et $P_\pi$ sont l'énergie cinétique du proton incident et l'impulsion du pion émis dans le laboratoire. $T'_p$, $\beta_\pi$ et $\beta_p$ sont respectivement l'énergie cinétique des protons, la vitesse (v/c) des pions et des protons traversant le spectromètre (même p/z). $\theta\check{C}_\pi$ est l'ouverture du cône d'effet Čerenkov pour les pions. $\Delta E^*$ est la plage maximum d'énergie d'excitation de la réaction (p,π) observable pour a) un demi-compteur à migration (longueur utile de 27 cm) et b) pour la totalité de la longueur d'un compteur.

| $T_p$ (MeV) | $P_\pi$ (~0°) (MeV/c) | $T'_p$ (MeV) | $\beta_\pi$ | $\beta_p$ | $\theta\check{C}_\pi$ (deg.) | $\Delta E^*$ (MeV) | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | | a) 27 cm | b) 50 cm |
| 250 | 200 | 21 | 0,820 | 0,208 | 33,9 | 3,6 | 6,6 |
| 320 | 280 | 41 | 0,895 | 0,286 | 40,5 | 5,5 | 10,1 |
| 465 | 435 | 96 | 0,952 | 0,421 | 44,4 | 9,0 | 16,7 |
| 800 | 770 | 276 | 0,984 | 0,634 | 46,3 | 16,5 | 30,6 |

Au cours de nos différentes expériences, plusieurs configurations géométriques, dans le détail desquelles nous n'entrerons pas, ont été utilisées (compteurs Čerenkov de longueur et d'épaisseur variées, disposés en parallèle ou en chevron, placés en amont ou en aval des plans de scintillateurs). Notons simplement que l'efficacité propre de chacun de ces compteurs, mesurée au début de chaque expérience, s'est toujours révélée être supérieure ou égale à 80% et signalons l'excellente performance des derniers plans à effet Čerenkov étudiés au C.R.N. Strasbourg et placés sur l'actuelle détection de SPES I ; de grande longueur et de faible épaisseur (120 × 10 × 1,5 $cm^3$) ils possèdent une efficacité propre avoisinant les 99%.

La mesure de l'efficacité de la détection peut être faite, *en principe*, point par point le long du plan focal, à l'aide de deux petits scintillateurs qui sélectionnent géométriquement un pinceau de trajectoires. Le rapport entre, d'une part, le taux de comptage de ces seuls deux petits scintillateurs en coïncidence et, d'autre part, celui de leur coïncidence avec la détection est une

mesure de la correction d'inefficacité indépendante de leur efficacité propre. Nous verrons cependant dans le chapitre suivant qu'une telle procédure est difficilement utilisable, pour des raisons de taux de comptage, dans le cas des réactions (p,π).

2.2.2. L'ensemble électronique.

Son rôle est de mesurer les quantités physiques qui nous intéressent et de contrôler leur qualité avant d'autoriser leur transfert à l'ordinateur qui en assure le stockage et le traitement. Un schéma de principe de l'électronique de SPES I est présenté sur la figure 2.5.

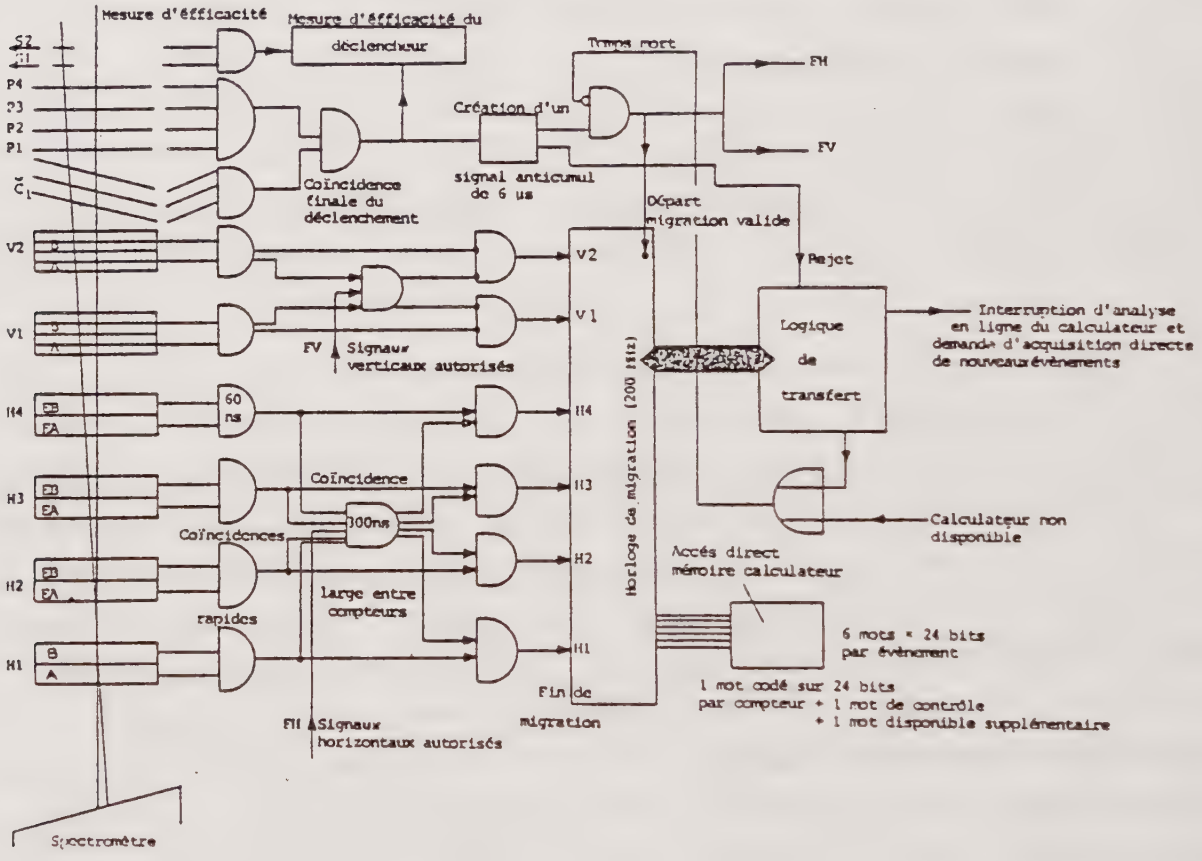



*Fig. 2.5.- Schéma simplifié de l'ensemble électronique d'acquisition.*

a) La fonction de mesure.

Cette fonction consiste tout d'abord à donner les informations définissant la trajectoire de la particule détectée sous une forme reconnaissable par l'ordinateur. Elle est assurée par des convertisseurs temps-numérique (horloges 200 MHz) qui reçoivent des signaux (conditionnés par la fonction logique) de début et de fin de codage respectivement délivrés par le système de déclenchement et les compteurs à migration. Des informations de temps de vol et de perte d'énergie sont données, le cas échéant, par des convertisseurs temps-numérique ou amplitude-numérique supplémentaires. Un système de couplage Camac transmet l'ensemble de ces informations, ainsi qu'un certain nombre de comptages assurés par des échelles, à l'ordinateur qui les écrit sur bande magnétique et en traite le maximum au cours du temps séparant deux paquets de particules incidentes. Ces informations traitées peuvent être visualisées en cours d'expérience, permettant ainsi un contrôle de la qualité des données accumulées [FAI71, ESC76].

b) La fonction logique.

Une étape préliminaire consiste à trier au maximum les "bons événements" parmi toutes les particules qui traversent les éléments de la détection. Une première sélection est assurée par la coïncidence rapide des signaux de tous les éléments du système de déclenchement. Une deuxième sélection à deux niveaux concerne les signaux de fin de migration des compteurs à localisation : une coïncidence rapide (~ 60 ns) entre les plans A et B de chaque double compteur rejette les particules dont l'inclinaison de la trajectoire est incompatible avec l'ouverture angulaire du spectromètre ; une quadruple coïncidence de plus longue durée (~ 300 ns) sélectionne ensuite les signaux délivrés par les quatre doubles compteurs en acceptant le retard dû aux inclinaisons extrêmes des trajectoires autorisées.

La seconde étape de la fonction logique est liée au taux de comptage et à la rapidité de réaction de l'ensemble électronique. Un signal d'anticumul d'une durée de 5 µs, correspondant au temps de migration maximum, est généré par le signal de coïncidence rapide du déclencheur et refuse l'accès de la chaîne électroni-

que à tout autre signal de déclenchement pendant ce laps de temps ; ceci permet d'éviter toute confusion dans la détermination des trajectoires de deux ou plusieurs particules traversant quasi-simultanément la détection. C'est cette fonction qui est à l'origine du temps mort logique des compteurs à migration. De plus, des événements peuvent être rejetés par une seconde source de temps mort due au fait que le transfert et l'acquisition des informations de mesure ne peut être instantanée ; ceci a lieu si les convertisseurs sont en cours de codage ou si le calculateur est en cours d'acquisition.

La mesure du temps mort global de l'ensemble de détection se fait par l'envoi, au niveau des compteurs à migration et des éléments du déclencheur, de signaux délivrés par un générateur d'impulsion qui simulent de bons événements et traversent la chaîne électronique ; le rapport entre le nombre de signaux envoyés et le nombre de signaux effectivement reconnus par le calculateur est une estimation de ce temps mort. La fréquence des signaux délivrés par ce générateur peut être choisie périodique, aléatoire ou liée à la structure en temps du faisceau incident (en déclenchant le générateur par des impulsions issues d'un photoscintillateur placé près de la cible). Nous verrons dans le chapitre suivant que, pour la plupart de nos points expérimentaux, cette mesure de temps mort ne pose pas de problèmes particuliers puisque le taux de comptage par cycle est très faible.

## 2.3. LE MONITORAGE.

Le rôle essentiel d'un dispositif de monitorage fiable n'est plus à démontrer. De plus, dans le cadre du programme de l'étude expérimentale de la réaction $(p,\pi)$, la mesure de la variation de la section efficace en fonction de l'énergie incidente donne une importance particulière à la normalisation absolue des sections efficaces.

Tout dispositif expérimental donnant une information proportionnelle au flux de particules incidentes indépendamment de l'angle de détection du spectromètre peut être utilisé pour obtenir la normalisation relative des différents points expérimentaux d'une distribution angulaire.

L'ensemble de monitorage associé à SPES I se compose de deux types de moniteurs :

i) Deux télescopes de six photoscintillateurs, blindés optiquement mais montés à l'air libre au plus près de la chambre à vide, visent la cible et comptent les particules diffusées par celle-ci à un angle fixe. Compte-tenu des contraintes mécaniques (encombrement et espace disponible) ainsi que des conditions d'utilisation (niveau de bruit de fond lié à l'intensité du faisceau), ces deux télescopes ont été placés, l'un dans la direction des protons incidents à +30° hors du plan de réaction (moniteur M1), l'autre dans le plan de réaction à un angle de +140° par rapport à l'axe du faisceau (moniteur M2). A titre indicatif, on notera que les trois premières expériences utilisaient la disposition originale du moniteur M1 (-18° dans le plan de réaction). Chacun de ces six scintillateurs est relié à un photomultiplicateur par un guide de lumière dont les dimensions sont réduites au maximum (et même supprimé dans le cas du moniteur M2) pour minimiser le comptage parasite, souvent important, dû à l'effet Čerenkov des particules rapides qui le traversent. On remarquera enfin que l'utilisation de ces deux télescopes est complémentaire : lorsque le spectromètre vise un angle de réaction avant il est parfois nécessaire de baisser l'intensité du faisceau, pour éviter toute saturation de l'ensemble de détection, à un niveau où le comptage du moniteur M2 au cours d'une mesure devient statistiquement inutilisable ; inversement, aux angles de diffusion plus à l'arrière, les sections efficaces mesurées nécessitent souvent un faisceau d'intensité maximum et c'est le moniteur M1 qui peut atteindre son point de saturation. Il existe cependant une plage d'utilisation commune où le rapport du taux de comptage de ces deux télescopes (qui dépend de la nature de la cible et de l'énergie incidente) permet de surveiller leur bon fonctionnement.

ii) Un moniteur à émission secondaire (MES) est placé sur le trajet des protons incidents. Dans sa configuration actuelle, ce moniteur est constitué de feuilles de mylar aluminisées auxquelles le faisceau arrache des électrons. Une tension faible (30 V) appliquée à des plaques collectrices convenablement situées suffit à les capturer et à donner un signal de charge directement proportionnel à l'intensité du faisceau. Ce moniteur est placé sur un bras rétrac-

table dans la chambre à vide conduisant le faisceau incident, à quelques dizaines de centimètres en amont de la cible ; pour les premières expériences, nous avons utilisé la version originale de ce moniteur [LEG79] qui était alors placé dans un boîtier sous vide situé en aval de la chambre à diffusion, ce qui rendait son utilisation impossible aux angles de détection avant.

La comparaison du taux de comptage de ces différents moniteurs pendant la prise de données permet de s'assurer de leur stabilité au cours du temps. Leur précision ainsi que l'étalonnage absolu du moniteur à émission secondaire seront discutés dans le chapitre suivant.

# Chapitre 3

# L'ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Comme nous l'avons rappelé au début du précédent chapitre, le dispositif expérimental a évolué au cours du temps en fonction de l'expérience acquise. Il en est de même, à un bien moindre degré cependant, de l'analyse des données expérimentales brutes qui a permis l'extraction des sections efficaces différentielles. Etant donné cette évolution, nous présenterons dans la première partie de ce chapitre la méthode générale de cette analyse qui consiste à faire toutes les corrections rendues nécessaires, soit par les imperfections de l'ensemble de détection, soit par les caractéristiques inhérentes au méson $\pi$. La deuxième partie sera consacrée à la présentation des résultats obtenus et à leur comparaison avec des mesures effectuées dans d'autres laboratoires, la plupart d'entre elles étant *postérieures* à nos expériences.

## 3.1. LE DEPOUILLEMENT DES DONNEES ACCUMULEES.

Contrairement à la plupart des autres expériences réalisées auprès de SPES I depuis presque dix ans, l'analyse des résultats bruts d'une expérience $(p,\pi)$ nécessite une procédure où le mot "dépouillement" rejoint presque son sens éthymologique. Les caractéristiques physiques du méson $\pi$ sont en effet telles qu'un grand nombre de corrections, dont le produit peut aller jusqu'à un facteur 10, sont nécessaires pour découvrir la valeur de la section efficace différentielle cachée sous le nombre de pions effectivement détectés sur le plan focal du spectromètre.

3.1.1. Les corrections standard .

Ce sont les corrections habituelles de temps mort et d'inefficacité propres aux différents éléments du système de détection que l'on fait pour toute expérience quelle que soit la particule détectée. Elles sont relativement faibles et généralement mesurées avec précision.

*a) Les corrections de temps mort.*

Ces corrections, dont l'origine a été donnée dans le chapitre précédent, peuvent varier de façon significative selon les conditions expérimentales. Elles sont surveillées en cours d'expérience pour être maintenues à un taux raisonnable ($\lesssim$ 30% dans le cas le plus défavorable). Nulles ou inférieures à 3% dans la plupart des mesures, où le nombre de particules détectées est faible et constitué essentiellement par les pions eux-mêmes, ces corrections peuvent atteindre 20 à 30% aux angles avants d'une part, où l'arrêt du faisceau de protons incidents dans le bloc d'uranium produit un grand nombre de particules parasites, et aux grandes énergies incidentes ($\gtrsim$ 600 MeV) d'autre part où le taux de protons, issus de diffusions quasi-élastiques et suffisamment énergiques pour traverser les éléments de la détection, devient important.

*b) Les corrections d'inefficacité.*

Etant donné les très faibles valeurs de la section efficace de la réaction (p,$\pi$) sur un noyau, la méthode habituelle de mesure de l'efficacité des différents éléments de la détection à l'aide des petits scintillateurs de test (décrite dans le paragraphe 2.2.1.) ne pouvait être utilisée en cours de stockage. Voulant cependant effectuer ces mesures sur de vrais pions, cette procédure a été utilisée systématiquement à chaque début d'expérience et, dans la mesure du possible, à chaque énergie, à l'aide de la réaction à deux corps $p + p \rightarrow d + \pi^+$, de grande section efficace. Pour quelques unes des expériences, l'énergie du proton incident dans cette réaction-test a été choisie de façon à ce que les pions émis aient la même impulsion que ceux de la réaction $A(p,\pi^+)B$ que l'on voulait étudier. Etant donné la grande variété de mesures faites au cours des diverses expériences nous ne donnerons ici, à titre

d'exemple, que les valeurs extrêmes des efficacités propres mesurées pour différents éléments de la détection (Tableau 3.1) ; on remarquera que, dans les plus mauvaises conditions, les corrections d'inefficacité intrinsèque restent raisonnables.

Tableau 3.1 - Valeurs extrêmes des efficacités mesurées au cours des différentes expériences.

| Elément | Minimum | Maximum |
|---|---|---|
| Ensemble des 4 doubles compteurs à migration | 85 ± 5% | 98 ± 2% |
| 1 plan de scintillateurs | 95 ± 2% | 99 ± 1% |
| 1 compteur Čerenkov | 79 ± 2% | 99 ± 1% |

3.1.2. Les corrections de désintégration en vol.

Le méson $\pi$ étant une particule instable dont le temps de vie moyen est extrêmement court ($\tau = 2{,}6 \times 10^{-8}$ sec.), on ne détecte sur le plan focal du spectromètre qu'une partie seulement des pions émis lors de la réaction (p,$\pi$). La loi de désintégration radioactive étant une loi statistique bien établie la correction correspondante ne présente pas de difficultés particulières à condition de traiter correctement les effets relativistes d'une part et d'évaluer au mieux les problèmes posés par la désintégration $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ d'autre part.

*a) Les effets relativistes.*

Si t est le temps de vol du pion entre la cible et le dernier élément de la détection entrant dans la coïncidence qui définit le départ de la procédure de déclenchement et $\tau$ le temps de vie moyen, le nombre de pions restant, susceptibles d'être détectés sur le plan focal est donné par :

$$N_\pi = N_o \exp(-t/\gamma\tau) = N_o \times F_\pi \qquad (3.1)$$

où $N_o$ est le nombre de pions effectivement émis au niveau de la cible et $\gamma$ la constante relativiste associée à l'impulsion mesurée.

Préférant travailler en longueur de trajet parcouru, la fraction de pion détectée $F_\pi$ sera :

$$F_\pi = \exp(-L/\beta\gamma c\tau) \qquad (3.2)$$

où L est la distance entre la cible et le dernier élément de la détection (L = 17,5 ± 0,5 m selon la configuration) et $\beta\gamma c\tau$ ($\beta\gamma = p_\pi c/m_\pi c^2$ ; $c\tau$ = 780,2 cm) la distance moyenne de parcours du pion. Le tableau 3.2 donne quelques valeurs significatives de ces quantités pour différentes énergies du proton incident.

*b) La contamination en muons.*

Le mot contamination est en partie impropre dans la mesure où une fraction de ces muons de désintégration sont en fait détectés et identifiés comme des pions. En effet, dans la plage d'énergie où nous avons travaillé, l'impulsion des pions (≥ 200 MeV/c) est telle que les muons, répartis de façon isotrope dans le repère propre du pion, sont émis, dans le laboratoire, à l'intérieur d'un cône très fermé autour de la direction du pion incident (Tableau 3.2). De plus, le pion et le muon ayant des masses sensiblement égales ainsi que des impulsions du même ordre de grandeur, il nous était impossible de les identifier séparément par les méthodes habituelles (temps de vol, perte d'énergie ou effet Čerenkov). Nous avons donc dû établir une procédure pour évaluer cette fraction $F_\mu$ de muons détectés et identifiés comme "pions" et calculer le facteur de correction $FC_{\mu\pi} = 1/(F_\pi + F_\mu)$.

Tableau 3.2 - Quantités cinématiques et facteurs de correction de désintégration en vol pour quelques points caractéristiques de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ (Avril 1979).

| $T_p$ (MeV) | $p_\pi(\sim 0°)$ (MeV/c) | $\beta\gamma c\tau$ (cm) | $\theta_\mu$ max. (deg.) | $F_\pi$ | $F_\mu$ | $FC_{\mu\pi}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 250 | 200 | 1118 | 11,4 | 0,205 | 0,014 ± 0,007 | 4,566 ± 0,146 |
| 320 | 280 | 1565 | 8,1 | 0,323 | 0,021 ± 0,011 | 2,911 ± 0,087 |
| 465 | 435 | 2432 | 5,3 | 0,419 | 0,028 ± 0,014 | 1,974 ± 0,054 |
| 800 | 770 | 4304 | 2,93 | 0,663 | 0,031 ± 0,016 | 1,442 ± 0,031 |

La méthode consiste à découper le trajet du pion émis le long de l'axe optique en n tranches et à évaluer le pourcentage moyen de muons récupérés à l'intérieur de chaque tranche. Pour cela il suffit de calculer le recouvrement géométrique des section perpendiculaires à l'axe optique du cône et du dernier détecteur. Un problème provient du fait que le jacobien $d\Omega_{Lab}/d\Omega_{cm}$ de la désintégration $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ s'annule pour l'angle maximum d'émission dans le laboratoire (Fig. 3.1b) : la distribution des $\mu$ à l'intérieur du cône est donc très piquée sur la surface du cône ; on considérera donc les deux cas extrêmes d'une distribution uniforme *à l'intérieur* du cône(recouvrement $r_s$ de la *surface* de la section du cône) et d'une distribution uniforme *sur* le cône (recouvrement $r_c$ de la *circonférence* de la section du cône), et l'on adoptera comme valeur du pourcentage de muons récupérés, pour la totalité du parcours, la moyenne arithmétique de ces deux cas.

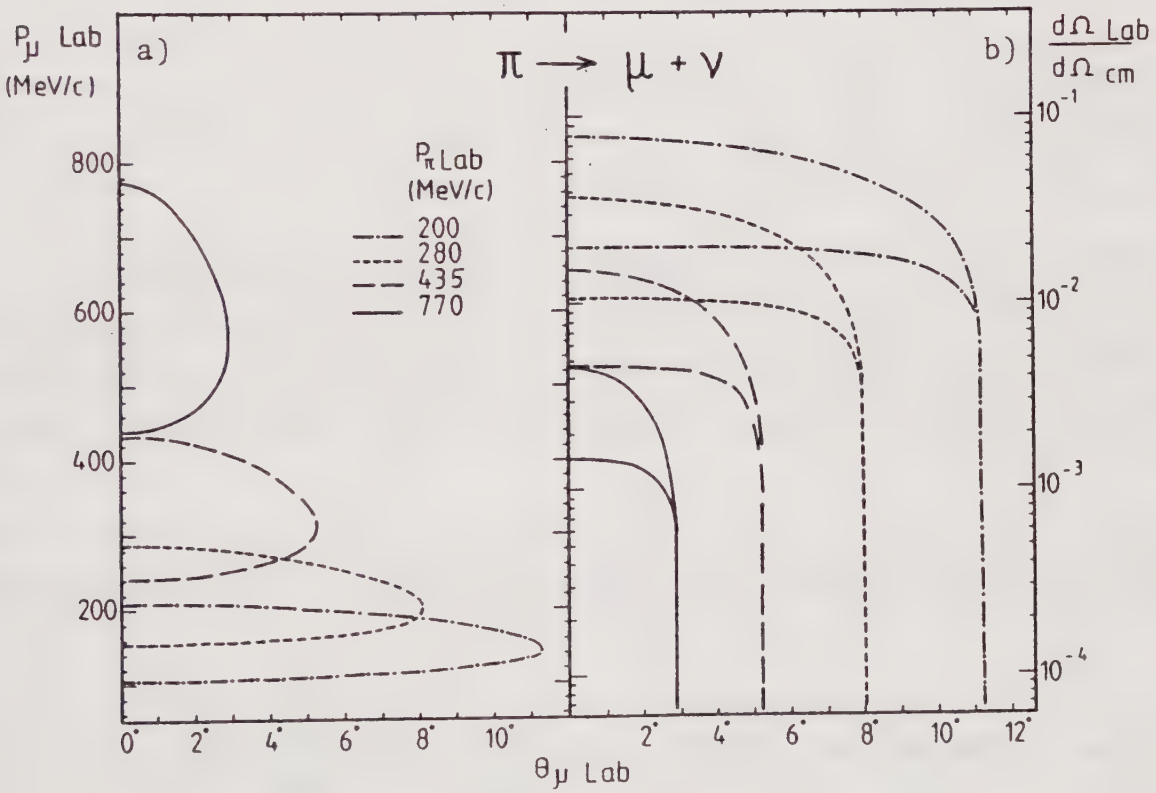



*Fig. 3.1 - Cinématique de la désintégration $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ pour quelques valeurs caractéristiques du pion émis dans la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ (Avril 1979). En fonction de l'angle dans le laboratoire : a) impulsion des $\mu$ dans le laboratoire. b) Jacobien.*

Si $\ell_i$ est la longueur d'une tranche i, le nombre de muons issus de la désintégration des pions à l'intérieur de cette tranche (éq. (3.2)) est :

$$N_i^{\mu} = N_{i-1}^{\pi} \left[1 - \exp(-\ell_i/\beta\gamma c\tau)\right] \qquad (3.3)$$

où $N_{i-1}^{\pi}$ est le nombre de pions restant à l'extrémité de la tranche précédente.

Soit $r_i$ le pourcentage moyen de ces $N_i^{\mu}$ muons qui seront récupérés par recouvrement géométrique au niveau du dernier compteur. Le nombre de "pions" (vrais pions + muons récupérés) effectivement détectés sur le plan focal est alors donné, au premier ordre†, par :

$$N_{\pi}' = N_o \prod_{i=1}^{n} \left[(1-r_i)\exp(-\ell_i/\beta\gamma c\tau) + r_i\right] \equiv \frac{N_o}{FC_{\mu\pi}} \equiv N_o(F_{\pi} + F_{\mu}) \qquad (3.4)$$

Outre les différentes tranches déterminées plus ou moins empiriquement, nous considérerons, sur le trajet du pion à partir de la cible, quatre points particuliers :

i) Deux points d'origine géométrique simple correspondant à l'endroit à partir duquel tous les muons de désintégration sont détectés (point de récupération totale A) et à celui où la circonférence de la section du cône est circonscrite au dernier détecteur (point B) (voir Fig. 3.2).

---

†La formule exacte, résultant de l'itération sur les n tranches, est en fait donnée par :

$$N_{\pi}' = N_o \left\{\exp(-L/\beta\gamma c\tau) + \sum_{i=1}^{n} \left[r_i[1-\exp(-\ell_i/\beta\gamma c\tau)] \prod_{j=1}^{i-1} \exp(-\ell_j/\beta\gamma c\tau)\right]\right\}$$

La complexité de cette expression dès que le nombre n de tranches dépasse 2 ou 3 nous a amené à utiliser l'expression approchée donnée par l'équation (3.4). Nous avons vérifié, sur quelques cas simples, que ces deux expressions étaient équivalentes à mieux que 1‰.

ii) La sortie du spectromètre (point S) en deçà de laquelle nous avons considéré que tous les muons étaient perdus. En effet, seule une très faible proportion des muons serait récupérée par recouvrement géométrique dans le cas d'une distribution isotrope à l'intérieur du cône (< 10% pour des pions de 770 MeV/c). De plus, la dispersion en impulsion des muons (Fig. 3.1a) est bien supérieure (340 MeV/c pour des pions de 770 MeV/c) à celle du spectromètre (30 MeV/c pour des pions de 770 MeV/c et 50 cm de compteur à migration), ce qui élimine ainsi plus de 90% des muons restants.

iii) La position du quatrième compteur à migration horizontal (point M) à partir duquel la récupération des muons *sera effectivement prise en compte*. L'ouverture du cône n'étant pas nulle, les muons provenant de la désintégration des pions entre la sortie du spectromètre et ce quatrième compteur, et détectés comme "pions", présenteront sur le plan focal une distribution spatiale correspondant à une plage d'énergie bien supérieure à la résolution en énergie de l'expérience : ils seront donc identifiés comme un bruit de fond à peu près uniforme sous le spectre d'excitation observé. De plus, les muons produits dans la région des quatre compteurs à migration seront en grande partie éliminés, du fait de l'inclinaison de leur trajectoire, soit par la coïncidence rapide entre les plans A et B de chaque compteur, soit au dépouillement par les fenêtres en alignement. Par contre, au-delà du quatrième compteur, les muons détectés et identifiés comme "pions" auront *au préalable été localisés* comme des "pions" *dans les pics du spectre d'excitation* de la réaction étudiée.

A titre d'exemple, la figure 3.2 et le tableau 3.3 donnent le découpage adopté pour la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ à $T_p$ = 250 MeV ($p_\pi$ ~ 200 MeV/c à $\theta_{Lab}$ ~ 0°). Pour chaque tranche i, le tableau 3.3 donne sa longueur $\ell_i$ ainsi que les pourcentages $r_c$ et $r_s$ de muons récupérés correspondant aux deux cas géométriques extrêmes cités plus haut. Dans le tableau annexe, la colonne I donne les valeurs de la fraction $1/FC_{\mu\pi}$ de "pions" détectés calculée avec l'équation (3.4) et de la fraction $F_\mu$ de muons récupérés correspondante (la fraction de *vrais pions* (éq. (3.2)) étant ici $F_\pi$ = 0,205) pour les deux cas de recouvrement géométrique, leur moyenne arithmétique étant donnée dans la colonne II. Ces valeurs sont calculées pour la totalité du

*Fig. 3.2 - Schématisation du recouvrement géométrique du cône de désintégration* $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ *et de l'ensemble de détection.*

| x (cm) | 0 | 908 S | | | 1560 M | 1620 B | | | 1745 A | 1770 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| i | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| $\ell_i$ (cm) | 908 | 262 | 270 | 80 | 100 | 50 | 35 | 20 | 20 | 25 |
| $r_S$ (%) | 0 | 1 | 3 | 6 | 14 | 26 | 40 | 57 | 84 | 100 |
| $r_C$ (%) | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 8 | 20 | 31 | 69 | 100 |

$(FC_{\mu\pi})^{-1}$ / $F_\mu$

→ éq. (3.4) →

| I | II | III | IV |
|---|---|---|---|
| 0,227 / 0,022 | 0,022 / 0,017 | 0,222 / 0,017 | 0,219 / 0,014 |
| 0,216 / 0,011 | | 0,216 / 0,011 | |

Tableau 3.3 - Pourcentages de muons récupérés et fraction intégrée de particules correspondant au découpage adopté dans une configuration expérimentale particulière (voir texte).

parcours des pions entre la sortie du spectromètre et le dernier détecteur. Les colonnes III et IV donnent les mêmes renseignements, mais pour le parcours limité entre le point M et le dernier détecteur.

C'est, bien sûr, la valeur $FC_{\mu\pi}$ correspondant à la colonne IV qui est utilisée comme facteur de correction de désintégration en vol dans le calcul de la section efficace différentielle ; on remarquera par exemple que, pour un nombre donné de pions laissant le noyau résiduel dans un état d'excitation donné, 21,9% contribuent effectivement au pic correspondant du spectre expérimental dont 1,4% sous forme de muons, tandis que 0,3% d'autres muons s'ajouteront au bruit de fond continu sous le spectre, tous les autres pions et muons étant perdus.

La précision de ces pourcentages est bien sûr à prendre avec beaucoup de précaution puisqu'ils proviennent d'un calcul empirique issu de notre méthode. Un grand nombre d'effets viennent entacher le pourcentage $F_\mu$ de muons récupérés ainsi calculé d'une erreur importante : dispersion en énergie sur la focale, ouverture angulaire du spectromètre, diffusion multiple, etc ... C'est ainsi que nous estimons que cette quantité $F_\mu$ ne peut être déterminée à mieux que 50% près. Il est cependant important de remarquer que cette incertitude est du deuxième ordre : le pourcentage de muons récupérés étant, aux énergies où nous avons travaillé, toujours inférieur à 5%, l'erreur correspondante sur le facteur de correction $FC_{\mu\pi}$ est de l'ordre de 3%. Ceci justifie a posteriori le choix d'une telle méthode : si le taux de récupération avait été de 20 ou 40% il aurait été absolument nécessaire de mettre au point un programme de calcul de Monte Carlo prenant en compte les données géométriques de la détection et les caractéristiques magnétiques de l'ensemble spectrométrique.

Le tableau 3.2 donne, pour résumer, quelques valeurs des différents facteurs de correction pour la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ dans une large gamme d'énergie du proton incident (expérience d'avril 1979).

3.1.3. Les corrections d'absorption nucléaire.

Une autre particularité du méson π est le caractère résonnant de son interaction avec la matière et nous avons déjà mentionné le rôle prépondérant de la résonance Δ(1232) du système pion-nucléon dans la gamme d'énergie explorée par nos expériences.

Dans une mesure de la réaction (p,π) près du seuil de production, la faible énergie des pions détectés fait que la correction de perte par absorption nucléaire est faible (~3%) et compense (dans la limite de la précision expérimentale) la contamination en muons dont nous avons parlé plus haut [LEB77, PIL78]. Pour nos expériences par contre, la gamme d'énergie étudiée est beaucoup trop grande pour que cette compensation se fasse exactement. Il nous faut donc déterminer séparément la proportion de pions qui seront ainsi perdus par absorption nucléaire.

Le calcul précis d'un tel facteur de correction et l'évaluation de sa variation en fonction de l'impulsion des pions détectés est difficile à cause de l'absence presque totale de mesures expérimentales de la section efficace d'absorption vraie dans la matière. Il est cependant possible d'en calculer un ordre de grandeur à partir des données existantes de section efficace totale $\sigma_T$ et élastique intégrée $\sigma_{él}$ : une part importante de la section efficace de réaction résultante ($\sigma_R = \sigma_T - \sigma_{él}$) est responsable de l'absorption des pions dans la matière. Considérant qu'environ 40% de cette section efficace de réaction contribue à l'excitation d'états liés ou virtuels dont la distribution angulaire est fortement piquée vers l'avant [ROH72b] nous adopterons l'hypothèse que :

$$\sigma_{Abs} = (0,6 \pm 0,2) \times \sigma_R. \qquad (3.5)$$

En ce qui concerne la variation en fonction de l'énergie nous prendrons comme point de départ trois constatations expérimentales :

i) La section efficace de réaction reflète la même influence de la résonance (3,3) que la section efficace totale dans le cas de la diffusion de $\pi^-$ sur $^{12}C$ [BIN70].

ii) Les sections efficaces totales présentent la même dépendance relative en fonction de l'énergie du pion incident pour une large gamme de noyaux [CAR76].

iii) Les sections efficaces totales autour de la résonance (3,3) sont du même ordre de grandeur pour la diffusion de $\pi^+$ et de $\pi^-$ [CLO74, CAR76]. Les sections efficaces de réaction sont quant à elles identiques (à quelques % près) à plus haute énergie [ALL73].

Le calcul de la longueur d'absorption se fera alors à partir de trois hypothèses :

i) La matière traversée sera assimilée à la lucite ($C_5O_2H_8$) des compteurs Čerenkov et donc essentiellement constituée de noyaux d'oxygène et de carbone (nous tiendrons compte de la section efficace d'absorption sur l'hydrogène, mais celle-ci est faible).

ii) Les sections efficaces d'absorption sont prises identiques pour les $\pi^+$ et les $\pi^-$.

iii) Le rapport des sections efficaces d'absorption entre le carbone et l'oxygène est le même que celui des sections efficaces totales entre ces deux noyaux sur toute l'étendue de la résonance $\Delta$ (ceci est vérifié sur la résonance [NAV79] et au-delà [ALL73].

La longueur d'absorption est alors donnée par :

$$\lambda = \frac{A}{(\sum_i \sigma_i n_i)\rho} \qquad (3.6)$$

où l'indice i se réfère aux différents éléments chimiques composant la lucite (de masse molaire A et de densité $\rho$), $\sigma_i$ et $n_i$ étant respectivement la section efficace d'absorption et le nombre de noyaux par mole pour chacun de ces éléments. La figure 3.3 donne la dépendance ainsi calculée de cette longueur d'absorption dans la gamme d'impulsion des pions détectés expérimentalement.

Le facteur de correction de perte par absorption nucléaire $F_{Abs}$ sera alors simplement :

$$F_{Abs} = e^{d/\lambda} \qquad (3.7)$$

où d est l'épaisseur de lucite traversée. Cette longueur est prise égale à la somme des épaisseurs de tous les plans de compteur plastique (scintillateurs et Čerenkov) à l'exception du dernier plan

dont on ne considère que la moitié de l'épaisseur (on admet ainsi qu'il faut que le pion traverse la moitié d'un plan pour être détecté). Cette longueur est enfin légèrement surévaluée pour tenir compte des absorbants résiduels (cible, fenêtre de sortie du spectromètre, compteurs à migration, air et adhésif de protection optique). Nous donnons sur la figure 3.3 la variation du facteur de correction $F_{Abs}$ adoptée pour l'expérience d'avril 1979 (d = 10 cm).

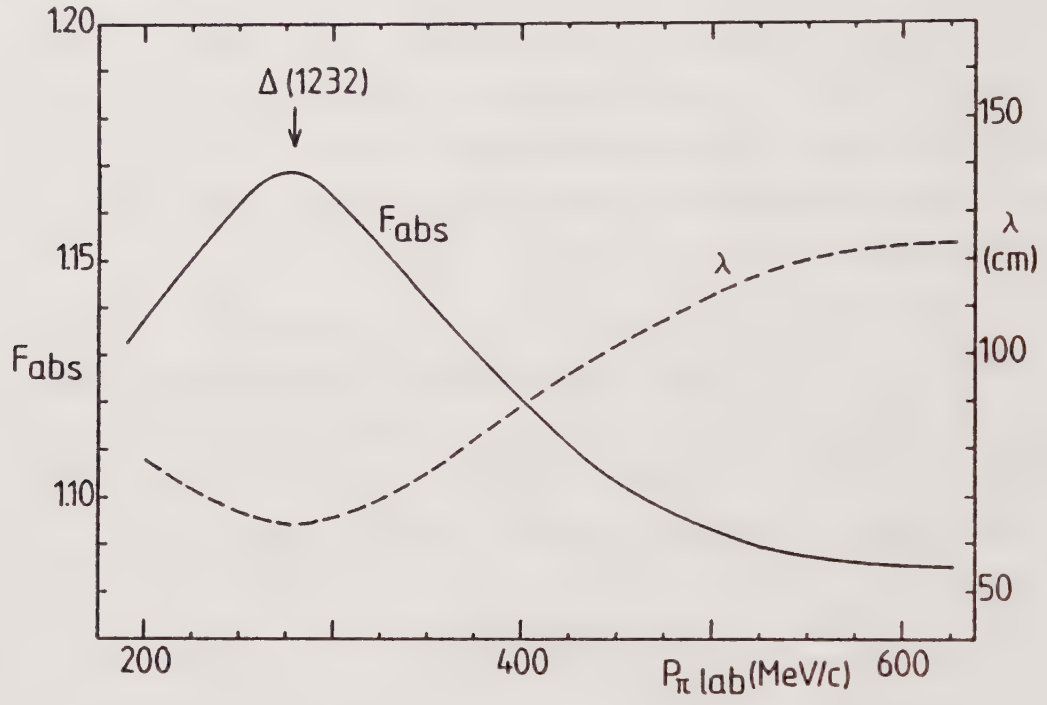



*Fig. 3.3 - Dépendance de la longueur d'absorption λ et du facteur de correction $F_{Abs}$ correspondant (pour d = 10 cm) en fonction de l'impulsion du pion dans le laboratoire.*

L'erreur sur ce facteur, qui est de l'ordre de 4%, provient essentiellement de la relation entre les sections efficaces d'absorption et de réaction (éq. (3.5)), le reste étant dû à l'incertitude expérimentale sur les sections efficaces utilisées et aux différentes hypothèses citées plus haut.

Nous terminerons ce paragraphe en indiquant qu'il nous a été possible dans certains cas, en mesurant l'efficacité de différents niveaux de coïncidence entre les plans de scintillateur et de compteur Čerenkov à l'aide de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^+$, de vérifier expérimentalement ce taux d'absorption nucléaire. Dans la limite des incertitudes, des mesures expérimentales d'une part, et du calcul empirique d'autre part, le taux de perte par absorption mesuré

se trouvait en très bon accord avec le facteur de correction calculé par la méthode développée ci-dessus.

3.1.4. Les corrections de perte géométrique.

De toutes les corrections dont nous sommes amenés à parler dans ce chapitre, les corrections de perte géométrique sont celles qui sont les plus difficiles à présenter dans la mesure où elles dépendent très fortement de la configuration géométrique du système de détection et des conditions expérimentales. Elles sont essentiellement dues à l'effet combiné de l'ouverture angulaire du spectromètre d'une part et de la diffusion coulombienne multiple d'autre part.

Si, au cours des premières expériences, les précautions prises étaient telles que ces pertes géométriques étaient négligeables, le souci d'obtenir par la suite une meilleure statistique et une plus grande plage d'énergie d'excitation nous a amenés à travailler dans des conditions où celles-ci n'étaient plus nulles mais restaient contrôlables. D'autre part, dans certaines configurations exigées par le programme de physique que nous nous étions fixé (en particulier pour les énergies de protons incidents $\lesssim$ 500 MeV), ce problème était inévitable dans la mesure où la diffusion coulombienne multiple des pions de faible énergie est importante.

Dans le plan horizontal, les pertes géométriques sont nulles ou négligeables sur une plage d'impulsions suffisamment grande pour explorer plusieurs MeV du spectre d'excitation d'une réaction $A(p,\pi)B^{*}$. A titre d'exemple, la figure 3.4 donne le taux de comptage des pions du pic de section efficace de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^{+}$, à un angle avant et une énergie de protons incidents de 465 MeV, pour différentes positions l du pic le long de la focale.

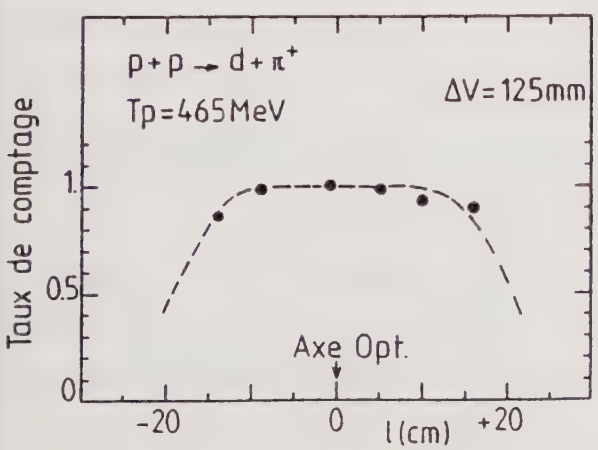



*Figure 3.4*

*Mesure de l'efficacité relative le long de la focale.*

Ce taux de comptage, normalisé à 1, donne une mesure directe de l'efficacité géométrique relative en fonction de cette position (à laquelle se superpose en fait la dépendance de l'efficacité propre des compteurs à localisation horizontale avec la distance de migration). On notera ainsi que cette courbe de variation présente un plateau d'une trentaine de centimètres (pour 50 cm de compteur) où l'efficacité relative est supérieure ou égale à 90%.

Dans le plan vertical, les pertes dues au recouvrement géométrique entre les trajectoires des pions et l'ensemble de détection sont directement liées à l'ouverture angulaire $\Delta\varphi$ du spectromètre et fonction de l'impulsion des pions. Le contrôle du taux de perte se fait, pour chaque énergie, en mesurant le taux de comptage du pic de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^+$ pour différentes ouvertures des pelles verticales définissant l'angle solide. Le champ magnétique du quadrupôle placé entre la cible et le spectromètre étant choisi, à chaque impulsion de pion sortant, pour que les trajectoires dans le spectromètre soient parallèles à l'axe optique dans le plan vertical, le taux de comptage doit être proportionnel, au premier ordre, à la largeur de cette ouverture verticale. C'est effectivement ce que l'on voit sur la figure 3.5a pour une mesure à 809 MeV (expérience de janvier 1977), le pic étant centré, dans le plan horizontal, au milieu de la focale ; à plus basse énergie par contre, on peut observer un décrochement dû à l'effet du second ordre de la diffusion coulombienne multiple.

La figure 3.5b donne la même information mais corrigée de l'angle solide correspondant ; on a ainsi la mesure d'une quantité proportionnelle à la section efficace différentielle qui, normalisée à 1, est une indication directe de l'efficacité géométrique de l'ensemble de détection en fonction de l'ouverture des pelles verticales du spectromètre. On notera que si la section efficace différentielle mesurée est indépendante de l'angle solide à haute énergie, les pertes dues à la diffusion multiple peuvent atteindre, aux plus faibles impulsions de pion, un taux de 20 à 25% pour l'ouverture des pelles verticales généralement adoptée au cours de l'expérience ($\Delta V$ = 125 mm).

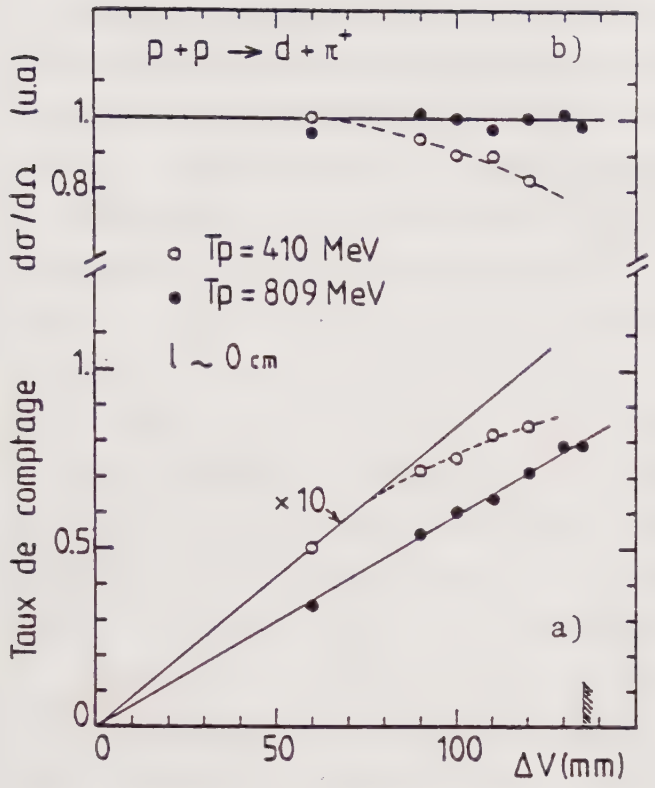



*Figure 3.5*

*Taux de comptage en fonction de l'ouverture des pelles verticales du spectromètre.*
*a) Résultats bruts ;*
*b) résultats corrigés de l'angle solide.*

On fera enfin remarquer que, ces effets étant difficilement maîtrisables avec précision (en particulier à cause de l'étalement de ces pertes le long de la trajectoire et de la décroissance mal connue de la queue de la distribution angulaire de la diffusion multiple, nous nous sommes refusés de prendre en considération toute mesure expérimentale dont la correction de perte géométrique était supérieure ou égale à 30%.

### 3.1.5. Le dépouillement hors ligne et l'extraction du bruit de fond.

Dans la majorité des cas, la faiblesse des sections efficaces de la réaction (p,π) rend impossible l'optimisation des paramètres du programme d'acquisition pendant l'expérience ; un dépouillement a posteriori est donc indispensable pour obtenir des spectres d'excitation exploitables, à partir des données enregistrées.

*a) Les programmes d'analyse.*

A partir des données brutes des compteurs à migration horizontale, un programme [FAI71] permet la reconstitution des trajectoires et le calcul de leur intersection avec le plan focal horizontal. Une projection homothétique assure l'indépendance du spec-

tre d'excitation ainsi obtenu vis-à-vis du recul de la focale en fonction de la cinématique. Outre la visualisation de ce spectre, de la distribution angulaire à l'intérieur de l'ouverture du spectromètre et d'une matrice bidimensionnelle $(y,\theta)$ qui permet le contrôle des différents paramètres, ce programme vérifie, sous forme d'histogramme des écarts relatifs, l'alignement des positions mesurées par les quatre compteurs à migration sur la trajectoire d'une particule.

Afin de suivre l'évolution du programme d'acquisition [ESC76] avec le temps, un programme de dépouillement, basé sur le même principe mais beaucoup plus performant, a été mis au point plus récemment [BAU79] : deux matrices bidimensionnelles et jusqu'à 50 spectres, conditionnés ou non par une centaine de tests (Et, Ou, Fenêtres, Seuil, Boîte ou Bit) permettent de visualiser un grand nombre de variables de toute nature (paramètres d'un événement, échelles, rapports, etc ...) et offrent d'innombrables possibilités de tests et de contrôle.

*b) Le bruit de fond physique.*

Provenant essentiellement de la diffusion quasi-élastique des protons incidents sur les noyaux de la cible, ce bruit de fond ne peut être éliminé par la procédure usuelle de tests d'alignement et d'ouverture angulaire puisqu'il correspond à de vraies particules de même rigidité magnétique que les pions qui nous intéressent.

Les méthodes habituelles de temps de vol et de perte d'énergie permettent par contre cette séparation. De plus, dans toutes nos expériences, la quasi-totalité de ces particules (en majorité des protons de faible vitesse) est en principe éliminée au niveau de leur détection par les compteurs Čerenkov. En effet, pour que ces protons de diffusion quasi-élastique aient à la fois la même impulsion que les pions émis lors de la réaction $(p,\pi^+)$ et une vitesse suffisante pour donner de l'effet Čerenkov ($\beta > 0,68$, c'est-à-dire $|\vec{P}_p| \geqslant 870$ MeV/c), il faudrait une énergie cinétique des protons incidents supérieure ou égale à 900 MeV.

Un problème subsiste cependant aux plus hautes des énergies que nous avons étudiées ($T_p \geqslant 600$ MeV) : le niveau de bruit de fond physique est tel qu'un nombre non négligeable de particules de grande vitesse (essentiellement des électrons) sont produites par

les protons qui traversent la matière des différents plans de la détection. Par leur intermédiaire, ces protons seront "vus" par les compteurs Čerenkov.

Pour illustrer la persistance de ce fond physique résiduel, nous avons porté sur la figure 3.6 les spectres de temps de vol de deux mesures tests effectuées avec des protons incidents de 800 MeV sur une cible de $^{10}B$ (l'impulsion mesurée dans le spectromètre était de 770 MeV/c, à comparer aux 870 MeV/c nécessaires pour que des protons produisent un effet Čerenkov dans la lucite). Lorsque les compteurs Čerenkov sont introduits dans la coïncidence du système de déclenchement, l'atténuation du taux de comptage est de plus de trois ordres de grandeur : si les pions apparaissent alors nettement dans le spectre de temps de vol il subsiste cependant un pic de "protons" non négligeable (on notera le changement de forme de ce pic, caractérisé par un étalement vers les temps de vol courts et dû à "l'accélération apparente" des protons détectés sous la forme d'une particule rapide).

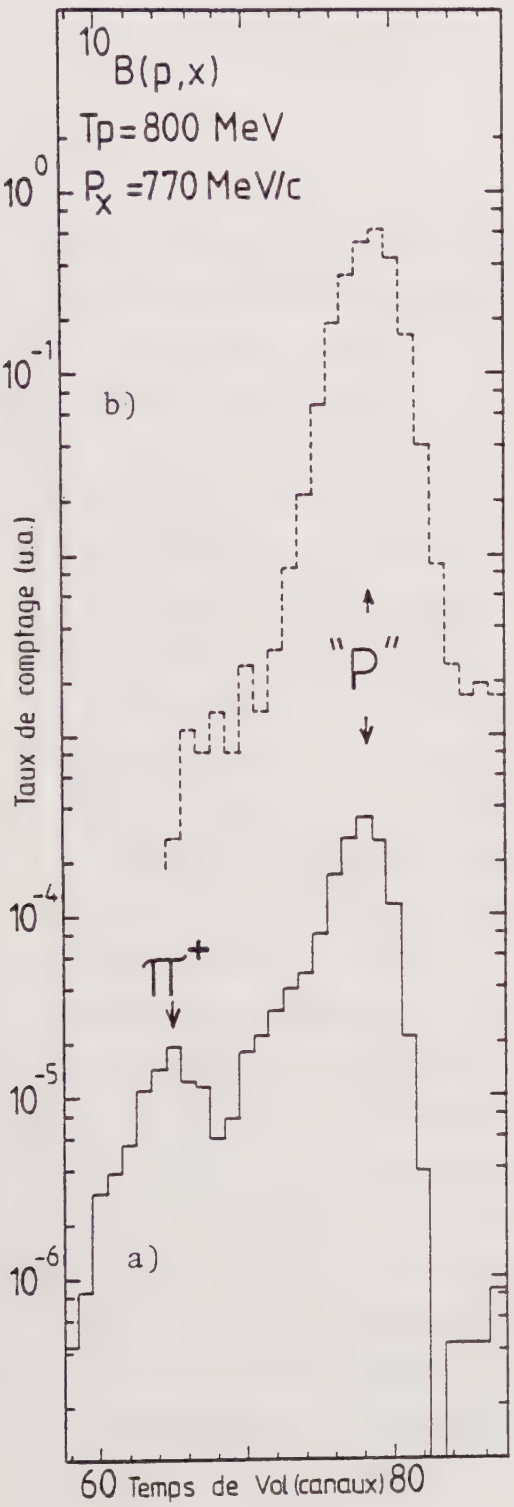



*Figure 3.6*

*Spectres de temps de vol des particules détectées sur la focale : a) avec - b) sans - compteurs Čerenkov dans la coïncidence définissant le déclenchement du système de détection.*

Ce test donne aussi une indication de l'importance du fond physique mesuré sur le plan focal ; il est, dans le cas présenté ici, de plus de 30 000 protons par pion détecté.

On remarquera enfin que la résolution en temps, pour la base de temps de vol utilisée, n'est pas suffisante pour séparer complètement les pions des "protons" ; un facteur de correction (de 10 à 20% pour l'expérience $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ à 800 MeV) est donc nécessaire pour tenir compte des pions perdus lors du choix de la fenêtre sur le spectre de temps de vol.

*c) Le bruit de fond ambiant.*

Causé par l'ensemble des particules évoluant dans la casemate expérimentale, soit sous forme de vraies particules détectées sur le plan focal, soit par coïncidence fortuite entre les différents éléments de la détection, ce bruit de fond ambiant se superpose au bruit de fond physique dont nous venons de parler mais présente des caractéristiques qui en sont très différentes.

Dans le cas de vraies particules, la sélection se fait soit par les compteurs Čerenkov, soit par la mesure de l'angle de leur trajectoire avec l'axe optique : parmi celles qui n'auront pas été éliminées par les coïncidences rapides entre les compteurs à migration (ou les plans A et B de chacun d'entre eux), une partie le sera au dépouillement à l'aide d'une fenêtre sur le spectre de distribution angulaire qui sélectionnera les trajectoires dont l'inclinaison est compatible avec l'ouverture angulaire du spectromètre.

Quant aux événements provenant d'une coïncidence fortuite au niveau des compteurs à migration, ils seront en grande partie éliminés par le contrôle des spectres d'alignement.

Un exemple typique d'extraction de ce bruit de fond ambiant est donné par la réaction $(p,\pi^-)$ puisque l'inversion de la polarité du spectromètre pour détecter des pions de charge négative supprime automatiquement le bruit de fond physique. La figure 3.7a montre un spectre d'excitation de la réaction $^{9}Be(p,\pi^-)^{10}C$ obtenu pendant la prise de données ; pour l'état fondamental, difficile à localiser, le rapport signal sur bruit est inférieur à 2. La procé-

dure appliquée au cours du dépouillement hors-ligne permet par contre de supprimer la quasi-totalité du bruit de fond (Fig. 3.7b) et d'identifier sans ambiguïté cet état fondamental.

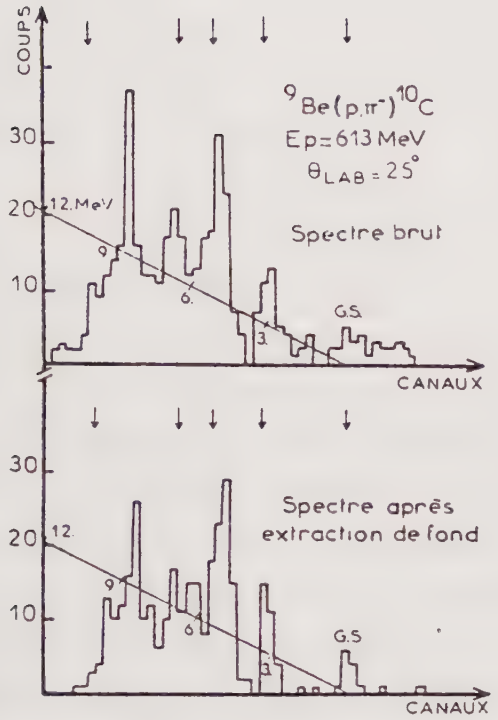



*Figure 3.7*

*Spectre d'excitation du $^{10}C$ ; a) avant et b) après extraction du bruit de fond ambiant. Les flèches indiquent la position des niveaux d'excitation connus [AJZ79].*

### 3.1.6. Stabilité et contrôle du monitorage.

*a) Le monitorage relatif.*

C'est celui qui permet d'avoir, pour l'ensemble des mesures expérimentales d'une réaction donnée, un calibrage relatif des différents points de la distribution angulaire. La section efficace de la réaction (p,π) étant beaucoup trop faible pour nous permettre de faire une mesure tous les 1 ou 2 degrés, nous ne disposons pas, comme pour d'autres expériences, du contrôle supplémentaire que constitue le recouvrement partiel des différentes tranches de distribution angulaire [LEG79]. La stabilité de ce monitorage relatif et son contrôle revêtent donc une importance particulière.

Ayant constamment au moins trois moniteurs en état de marche, le contrôle du rapport de comptage de ces moniteurs deux à deux permet de surveiller, en cours d'expérience et au dépouillement, leur bon fonctionnement et leur stabilité au cours du temps.

La figure 3.8 donne par exemple l'histogramme du rapport R (M1/MES) des comptages d'un moniteur à télescope (M1) et du moniteur à émission secondaire (MES) obtenus cycle par cycle au cours d'une mesure (M14) d'une expérience donnée ($^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ à $T_p$ = 465 MeV, avril 1979). A titre de comparaison nous avons porté sur la même figure la valeur des centroïdes et de la largeur à mi-hauteur des histogrammes pour l'ensemble des autres mesures de cette expérience (M12 à M17). On remarquera que la valeur moyenne <R> de ces rapports permet de dire que les deux moniteurs en question sont restés stables au cours de l'expérience, l'erreur due à la distribution de leur rapport n'étant ici que de 4,3%.

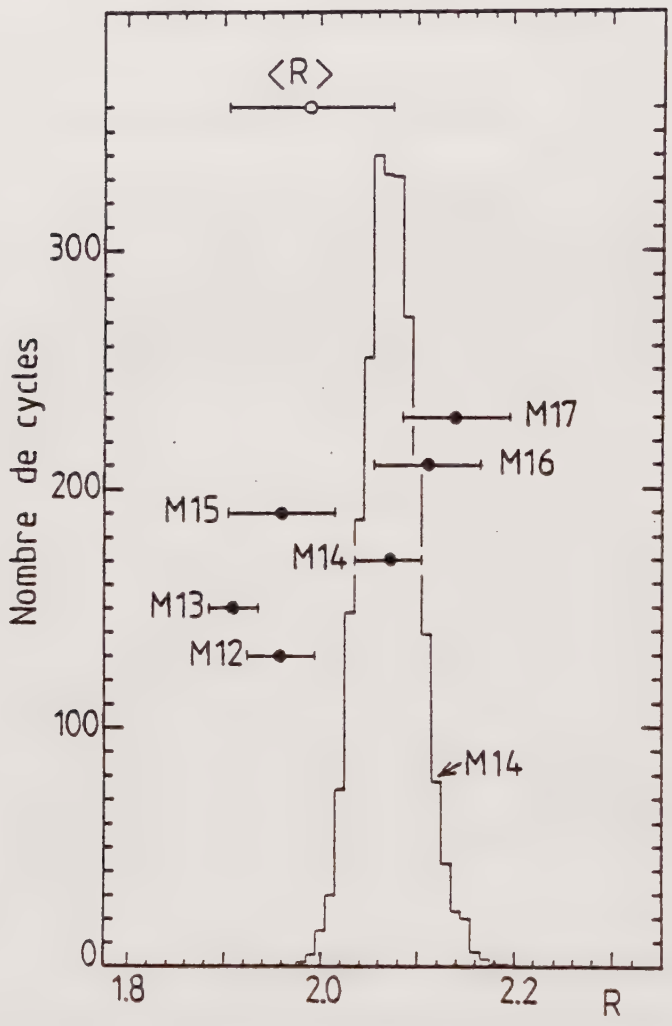



*Fig. 3.8 - Contrôle de la stabilité du monitorage relatif (voir texte).*

De façon générale, il a été vérifié au cours des différentes expériences que la cohérence des moniteurs en état de marche était assurée à un niveau compris entre 3 et 7%.

*b) Le monitorage absolu.*

Bien qu'a priori tous les moniteurs utilisés puissent être étalonnés pour donner une normalisation absolue des sections efficaces (un tel étalonnage a été fait au cours de notre dernière expérience et a donné, à quelques exceptions près, des normalisations absolues tout à fait compatibles pour les trois moniteurs), *seul le moniteur à émission secondaire a été utilisé de façon systématique* pour déterminer la normalisation absolue des distributions angulaires expérimentales.

Le calibrage de ce moniteur à émission secondaire se fait par irradiation simultanée d'une pastille de carbone placée à un mètre environ en aval de la cible. Les dimensions de cette pastille (généralement 8 cm de diamètre) sont telles qu'elles recouvrent largement le profil du faisceau à cet endroit (environ $2 \times 3$ cm$^2$). Afin de s'assurer que tout le faisceau qui a traversé le moniteur traverse aussi cette pastille, une plaque photographique à développement instantané est utilisée pour en visualiser les dimensions (soit par exposition directe, soit par influence de l'activité ultérieure de la pastille). Dans certains cas de figure où le faisceau était de grandes dimensions à l'endroit où se fait l'irradiation (focalisation sur cible d'un faisceau de grande émittance, en particulier à basse énergie sur Saturne 1), la pastille de carbone a été remplacée, dans le rapport des surfaces, par une mosaïque de 6 ou 8 carreaux du même matériau.

La mesure de l'activité $\beta^+$ des noyaux de $^{11}C$ formés lors de l'irradiation [QUE79] et l'utilisation des mesures de section efficace totale de la réaction $^{12}C(p,X)^{11}C$ [CUM63, HOG76] permet alors de remonter au nombre de protons incidents et d'étalonner ainsi le comptage du moniteur à émission secondaire. La part de l'incertitude finale sur la normalisation absolue des sections efficaces correspondant à cet étalonnage est estimée à ±8% et provient des erreurs statistiques (±3%) et systématiques (±3%) de la mesure d'activité ainsi que de l'incertitude sur la connaissance de la section efficace totale de la réaction $^{12}C(p,X)^{11}C$ (±5%).

De par son principe de fonctionnement, le calibrage (nombre de protons incidents par coup moniteur) du moniteur à émission secondaire présente une dépendance lente et systématique en fonction de l'énergie du faisceau incident, inversement proportionnelle à la perte d'énergie [MAS52] :

$$N_{MES} = K \times N_i \times \frac{dE}{dx}(T_p)_A \qquad (3.8)$$

$N_{MES}$ : nombre de coups moniteurs ;

$N_i$ : nombre de protons incidents correspondant ;

$\frac{dE}{dx}(T_p)_A$ : perte d'énergie des protons incidents dans le matériau des plaques émettrices ;

$K$ : paramètre (constant pour une expérience donnée) dépendant de l'état de surface et de l'épaisseur des plaques émettrices, du réglage de l'électronique d'amplification associée et de l'état de vide résiduel pendant l'expérience.

De plus, la faible sensibilité du calibrage au réglage électronique permet une comparaison de ces étalonnages à plusieurs mois d'intervalle : nous avons, par exemple, comparé la dépendance en énergie du calibrage ($N_i/N_{MES}$) obtenu lors de notre dernière expérience (Fig. 3.9) avec celle mesurée par deux autres équipes [LEG79, SIL81].

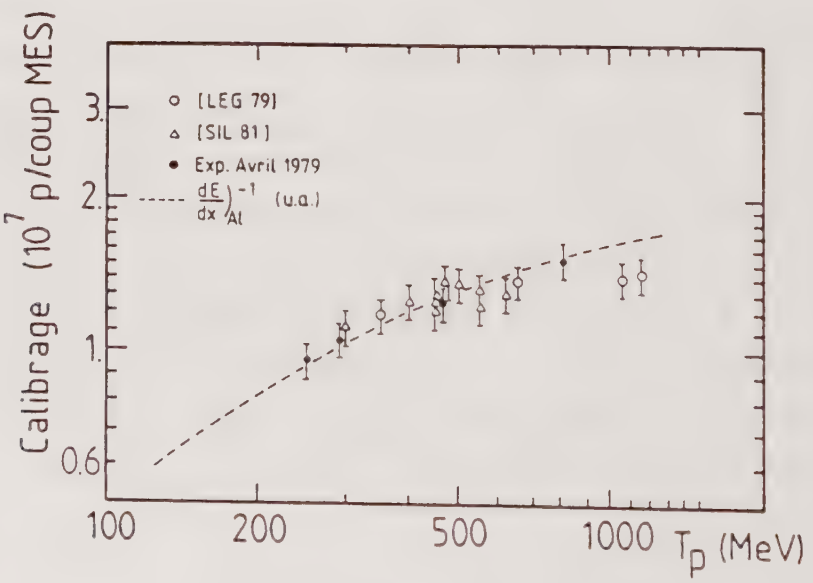



*Fig. 3.9 - Calibrage du moniteur à émission secondaire.*

Ces dernières n'ont été renormalisées (variation du paramètre K) que par un facteur 1,25 et 0,86 respectivement. On notera que la variation en énergie suit bien celle de l'inverse de la perte d'énergie.

Remarquons enfin qu'une mesure de normalisation absolue de la section efficace différentielle de diffusion élastique de protons sur $^{12}C$ à différentes énergies a été faite à SPES I par comptage direct du nombre de protons incidents sur une cible active [BAU81] ; au cours de cette expérience, des mesures de calibrage par la méthode actuelle d'activation d'une pastille de carbone ont été effectuées et donnent une normalisation absolue en excellent accord avec la méthode directe [QUE81].

Nous terminerons ce chapitre en présentant les résultats du dernier, et non des moindres, des tests dont nous disposions pour contrôler la normalisation absolue de nos sections efficaces mesurées : parallèlement aux différentes mesures de contrôle utilisant la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^+$ dont nous avons parlé dans les paragraphes précédents, nous avons fait des mesures de cette réaction à plusieurs énergies et les avons dépouillées selon la procédure exposée dans ce chapitre. Ces mesures n'ayant pas toutes été faites exactement au même angle, nous avons utilisé la formule empirique, bien connue dans le cas de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^+$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) = K_p(A + \cos^2\theta_{cm} + B\cos^4\theta_{cm}) \qquad (3.9)$$

(où $K_p$, A et B sont des paramètres dépendant de l'énergie incidente) pour ramener certaines valeurs que nous avions mesurées à une valeur à angle fixe ($\cos^2\theta_{cm} = 0,8$).

La figure 3.10 donne la fonction d'excitation ainsi obtenue comparée aux résultats d'autres expériences effectuées au CERN [RIC70, AEB76] ou à LAMPF [PRE78, NAN79]. Compte tenu de la grande précision de normalisation absolue de ces dernières, l'accord est excellent sur toute la gamme d'énergie explorée.

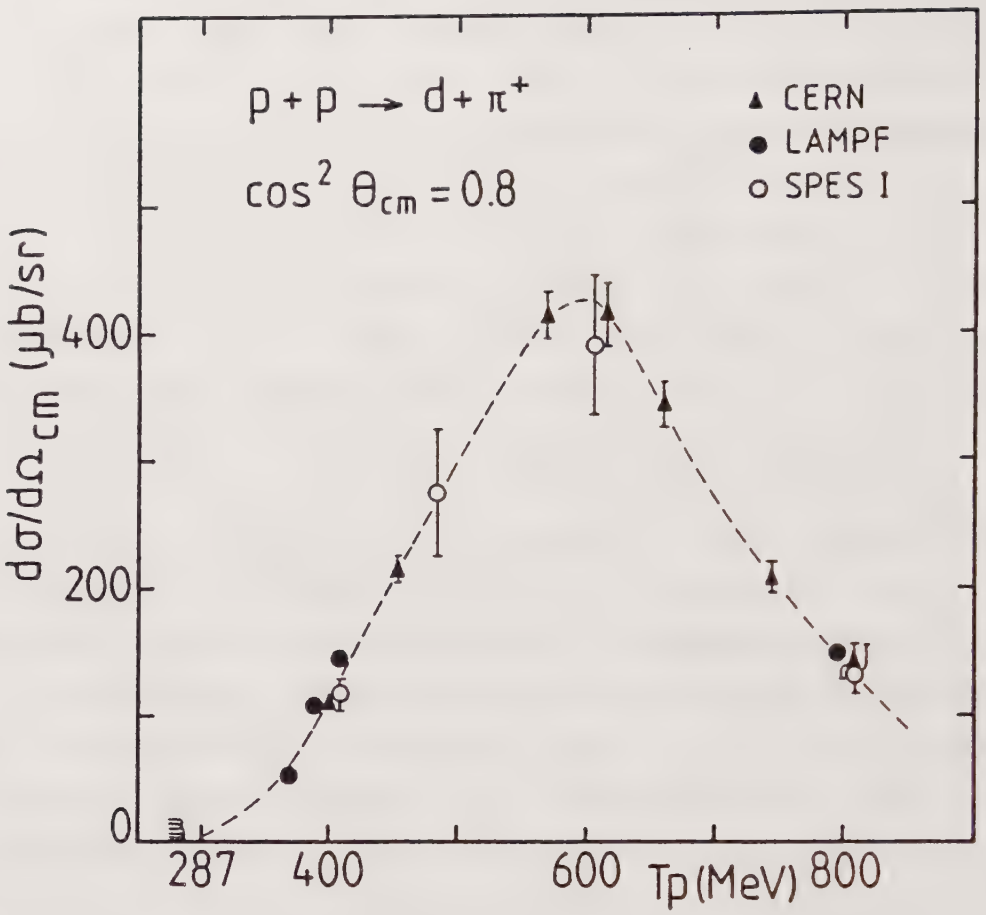



*Fig. 3.10 - Section efficace différentielle de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^+$ à angle constant, en fonction de l'énergie incidente.*

## 3.2. PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Tous les résultats expérimentaux que nous présentons dans cette seconde partie ont été dépouillés selon la méthode que nous venons de développer. Etant donné la faible valeur des sections efficaces différentielles attendues, les distributions angulaires de la réaction A(p,π)B ont été mesurées tous les 5 ou 10 degrés sur une plage de 30 à 70° suivant les expériences, la section efficace différentielle étant intégrée sur l'ouverture angulaire totale du spectromètre ($\delta\theta = \pm 1,4°$) autour de la valeur centrale.

La relation donnant la section efficace différentielle dans le centre de masse s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{cm} = \frac{N \times FC_{\mu\pi} \times F_{Abs} \times F_G \ (\times F_{TV})}{N_i \times N_c \times d\Omega \times \varepsilon} \times J \qquad (3.10)$$

où les différents facteurs de corrections ont été définis dans la première partie du chapitre :

- $N$ : nombre de pions détectés dans un pic d'excitation (fond déduit) ;
- $N_i$ : nombre de protons incidents correspondant ;
- $N_c$ : nombre de noyaux cible par unité de surface (corrigé de la pureté isotopique et chimique, et de l'angle cible le cas échéant) ;
- $d\Omega$ : angle solide du spectromètre (ouverture angulaire horizontale de 2,8°) ;
- $\varepsilon$ : efficacité propre de la détection et correction de temps mort ;
- $FC_{\mu\pi}$ : facteur de correction de pertes par désintégration en vol corrigé de la contamination en muons ;
- $F_{Abs}$ : facteur de correction de pertes par absorption nucléaire ;
- $F_G$ : facteur de correction de pertes par effets géométriques ;
- $(\times F_{TV})$ : le cas échéant, facteur de correction de pertes dues à l'effet d'une fenêtre sur le spectre de temps de vol ;
- $J$ : jacobien de la réaction.

Les erreurs relatives portées dans les tableaux de sections efficaces ne comprennent que l'incertitude statistique sur le comptage N($\Delta N = \sqrt{N + 2F}$ où F est le fond que l'on a déduit sous le pic d'excitation).

L'erreur sur la normalisation absolue des sections efficaces mesurées ($\Delta_{Abs}$) est calculée séparément pour chaque réaction à partir des différentes causes d'incertitude (épaisseur de cible, angle solide, calibrage absolu du moniteur à émission secondaire et diverses corrections). A titre d'exemple nous donnons la

décomposition des erreurs calculées lors de la dernière expérience (Tableau 3.4 ; on utilise la notation de la formule (3.10)).

Tableau 3.4 - Causes d'incertitude sur la normalisation absolue pour l'expérience $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ d'avril 1979. Les incertitudes portées sont en %.

| $T_p$ (MeV) | 250 | 291 | 320 | 465 | 800 |
|---|---|---|---|---|---|
| $d\Omega$ | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 |
| $N_c$ | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| $N_i$ (Calibrage MES) | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 |
| $FC_{\mu\pi}$ | 3,2 | 3 | 2,9 | 2,7 | 2,2 |
| $F_{Abs}$ | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| $F_G/\varepsilon$ | 20 | 15 | 10 | 8 | 6 |
| Total : $\Delta_{Abs}$ | 23 | 19 | 15 | 14 | 13 |

3.2.1. La réaction $(p,\pi^+)$.

L'ordre chronologique dans lequel les différentes cibles ont été explorées obéissant plus à des critères de difficultés expérimentales qu'à des considérations théoriques nous préférons présenter les résultats obtenus par ordre de masse croissante des noyaux cibles étudiés.

*a)* $^2H(p,\pi^+)^3H$ [ASL77].

Le deuton étant le plus léger des noyaux composites, cette réaction devrait être la première étape de transition entre l'étude du processus élémentaire NN → NNπ et celle de la réaction de production de pions sur un noyau complexe.

La figure 3.11 montre un spectre des pions produits sur une cible de polyéthylène "lourd" ($CD_2$) et détectés à un angle avant ; le pic correspondant à la production de $^3H$ ressort très nettement au-dessus d'un fond continu essentiellement dû à la réaction $(p,\pi^+X)$

sur les noyaux de carbone de la cible. La principale difficulté expérimentale de cette réaction provient de l'étalement de ce pic avec des angles de détection croissants, consécutif au recul important de la focale avec les effets cinématiques.

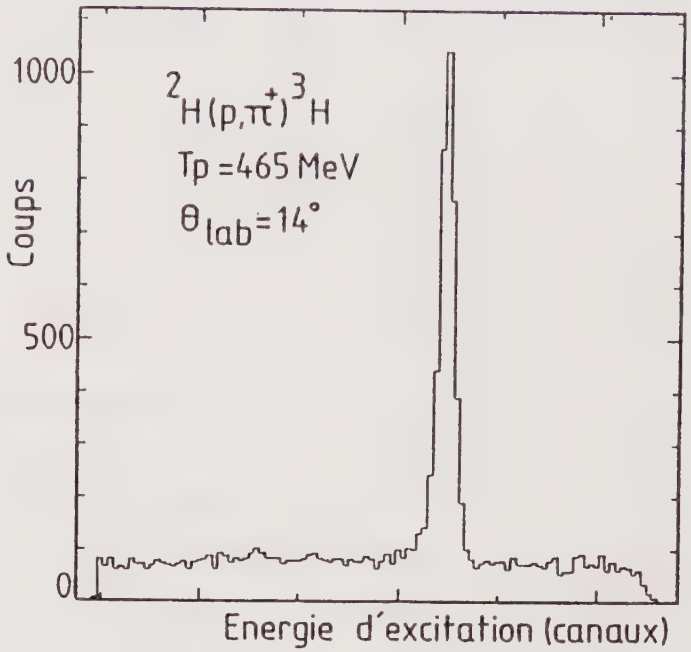



*Fig. 3.11*

*Spectre d'énergie des pions détectés à un angle de 14° dans le laboratoire ; la résolution en énergie est d'environ 400 keV.*

Nous avons étudié cette réaction à trois énergies différentes (Tableau 3.5) et la figure 3.12 permet de comparer nos résultats (symboles pleins) à ceux d'autres expériences identiques ou comparables (réactions $(p,\pi^0)$ corrigées du facteur 2 d'isospin ou $(\pi^-,n)$ transformées par bilan détaillé) réalisées dans les mêmes domaines d'énergie. On notera que sur cette figure les barres d'erreurs ne tiennent compte que des incertitudes statistiques ; chaque mesure indépendante présente en outre une incertitude globale de normalisation absolue qui varie d'une expérience à l'autre (de 10 à 30%).

Aux angles avant, les sections efficaces mesurées à SPES I à 605 MeV sont en bon accord avec deux points expérimentaux relativement anciens obtenus à 591 MeV [HAR60] et 600 MeV [GAB72]. Compte tenu des incertitudes de normalisation absolue, une étude récente de la réaction $^3He(\pi^-,n)^2H$ à 631 MeV équivalent [ORP81] confirme ces résultats, le léger désaccord apparent allant dans le sens de la variation de section efficace en fonction de l'énergie cinétique des protons incidents. Par contre, le point que nous avons

| $T_p$ (MeV) | Date | $\theta_{cm}$ (Deg) | $Q_{cm}$ (MeV/c) | E.F.($1/2^+$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | E.F.($1/2^+$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | $\delta_{Abs}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 410 | AVR 1975 | 7,1 | 376,5 | 23,5 | 1,5 | 20% |
| | | 21,2 | 396,3 | 15,6 | 0,6 | |
| | | 35,1 | 431,6 | 10,1 | 0,4 | |
| | | 58,7 | 512,6 | 2,8 | 0,4 | |
| 605 | AVR 1975 | 7,4 | 390,2 | 12,6 | 0,7 | 20% |
| | | 22,2 | 428,8 | 6,7 | 0,7 | |
| | | 36,5 | 493,0 | 3,0 | 0,2 | |
| | | 46,3 | 545,1 | 1,34 | 0,1 | |
| | | 63,5 | 644,3 | 0,56 | 0,11 | |
| | | 87,3 | 779,9 | 1,35 | 0,29 | |
| 809 | AVR 1975 | 7,8 | 399,8 | 3,4 | 0,2 | 20% |
| | | 16,7 | 429,3 | 2,5 | 0,15 | |
| | | 29,3 | 497,9 | 1,4 | 0,25 | |

Tableau 3.5

Sections efficaces différentielles dans le centre de masse de la réaction $^2H(p,\pi^+)^3H$. L'erreur relative $\delta\sigma$ ne comprend que l'incertitude statistique $\delta_{Abs}$ représente l'erreur globale sur la normalisation absolue des distributions angulaires. Le moment transféré dans le centre de masse $Q_{cm}$ est défini comme $Q_{cm} = |\vec{k}_p - \vec{k}|_{cm}$.

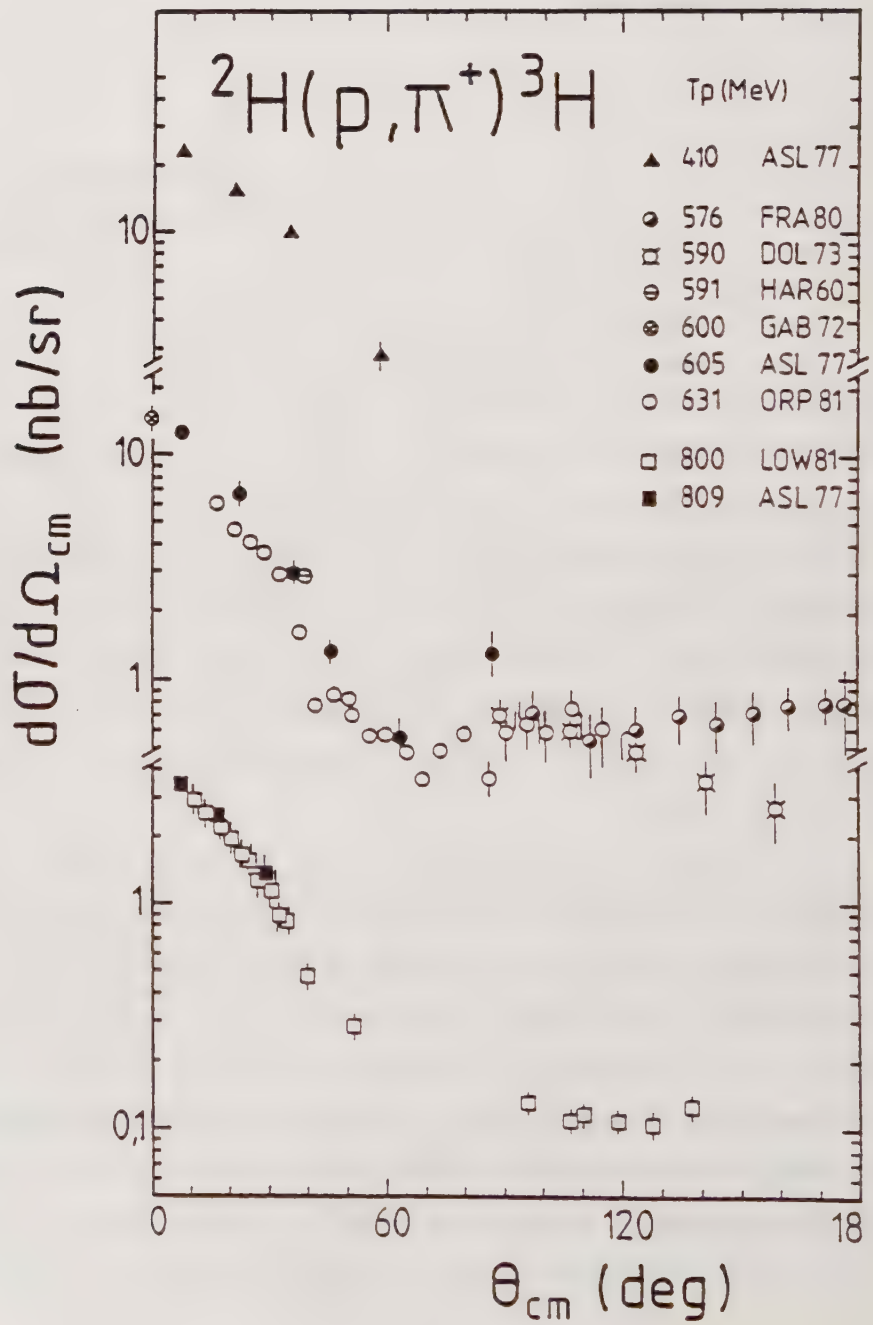



*Figure 3.12*

*Distributions angulaires de la réaction $^2H(p,\pi^+)^3H$ mesurées à SPES 1 (symboles pleins [ASL77]) et comparées à d'autres résultats obtenus dans les mêmes domaines d'énergie. Les barres d'erreurs portées ici ne comprennent que l'incertitude statistique.*

mesuré à $\theta_{cm}$ = 87° présente une section efficace double de celle ($\theta_{cm}$ = 90°) mesurée à 590 MeV [DOL73]. Ce désaccord persiste lorsque l'on regarde les résultats de l'expérience ($\pi^-$,n) déjà citée [ORP81] et d'une nouvelle expérience $^2H(n,\pi^-)^3He$ à 576 MeV [FRA80] ; en effet les différences d'énergies incidentes et de noyaux résiduels ne peuvent expliquer à elles seules un tel facteur 2.

A 809 MeV, la normalisation absolue et la forme de la distribution angulaire mesurée sont en parfait accord avec les résultats de deux expériences ($p,\pi^+$) et ($p,\pi^0$) sur le deuterium réalisées en 1980 à LAMPF [LOW81].

Quant aux mesures à 410 MeV, il nous est difficile de les comparer à d'autres résultats dans la mesure où la variation de section efficace avec l'énergie incidente est particulièrement marquée autour de 425 MeV, énergie qui correspond au maximum de l'effet de la résonance Δ(1232). Notons simplement que nos résultats, complétés par la mesure de la distribution angulaire aux angles arrières à 400 MeV [AUL80] et 405 MeV [FRA80], présentent une grande similitude de forme de distribution angulaire complète avec celles obtenues à 600 et 800 MeV.

*b) $^3He(p,\pi^+)^4He$ [TAT76].*

Suivant immédiatement le deutérium dans la table de masse des cibles facilement utilisables du point de vue expérimental, le noyau d'hélium-3 a été étudié à l'aide d'une cible liquide mise au point à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay [BUH70] et légèrement modifiée pour être adaptée à la chambre à vide du SPES I.

Un spectre de la réaction $^3He(p,\pi^+)^4He$ obtenu à 716 MeV (Fig. 3.13) montre que le pic correspondant à l'excitation de l'état fondamental de l'hélium-4 est facilement séparé d'un fond continu issu de la production inclusive de $\pi^+$ sur les différents matériaux (acier inoxydable, aluminium et kapton) constituant l'enceinte renfermant l'hélium-3 liquide.

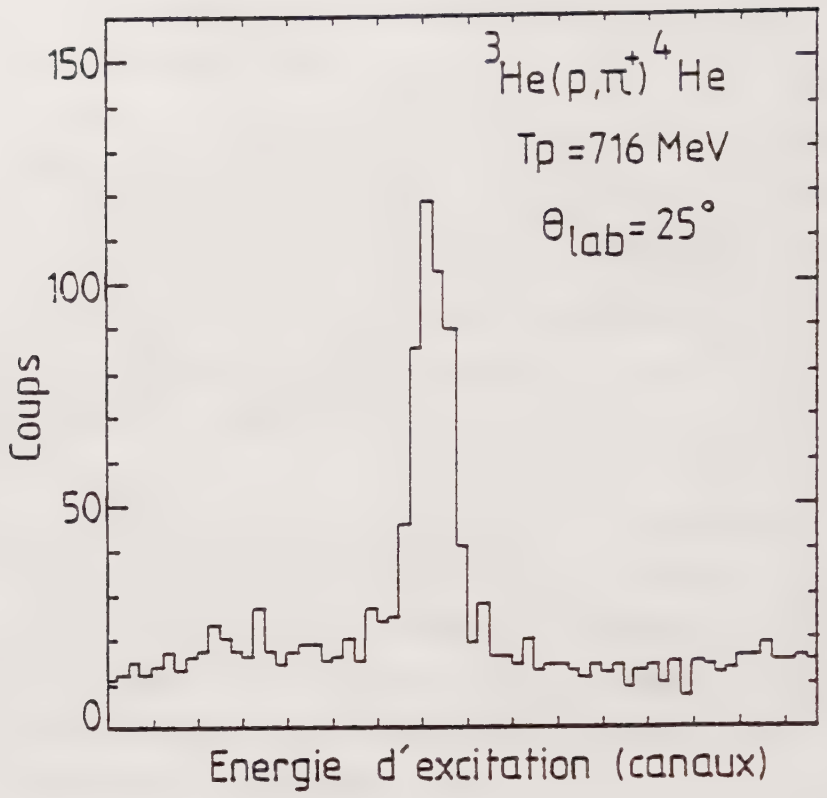



*Fig. 3.13 - Spectre d'énergie des pions émis dans la réaction $^3He(p,\pi^+)^4He$.*

La figure 3.14 compare les sections efficaces mesurées à 415 MeV et 716 MeV à SPES I (Tableau 3.6) avec les distributions angulaires de deux réactions $^4He(\pi^-,n)^3H$ obtenues à LAMPF et correspondant, pour la réaction inverse, à des énergies de neutrons incidents de 426 MeV [KAL78] et 728 MeV [ORP81]. Si l'accord, tant en normalisation absolue qu'en forme de distribution angulaire, est généralement excellent, on remarquera cependant que l'épaulement observé dans la réaction $(p,\pi^+)$ à 416 MeV autour de $\theta_{cm} = 80°$ semble plus nettement marqué dans la réaction inverse $(\pi^-,n)$. Notons qu'un tel changement de pente n'est pas observé dans la réaction $^3He(p,\pi^+)^4He$ à 201 MeV, étudiée récemment à Orsay [LEB81, WIL81a, WIL82b].

*c) $^6Li(p,\pi^+)^7Li$ [BAU??].*

Cette réaction a été la première des réactions de production de pions étudiée sur SPES I et nous a permis d'obtenir la première distribution angulaire de la réaction $(p,\pi^+)$ jamais réalisée sur un noyau plus lourd que le deutérium à haute énergie. Le lithium-6 est le plus léger des noyaux cible conduisant par $(p,\pi^+)$ à un noyau résiduel ($^7Li$) possédant un spectre d'excitation discret.

Tableau 3.6

Sections efficaces différentielles dans le centre de masse de la réaction $^3He(p,\pi^+)^4He_{E.F.}$ (voir légende tableau 3.5).

| $T_p$ (MeV) | Date | $\theta_{cm}$ (Deg) | $Q_{cm}$ (MeV/c) | E.F.($0^+$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | E.F.($0^+$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | $\delta_{Abs.}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 415 | OCT 1975 | 6.5 | 405.0 | 16.8 | 1.2 | 20% |
| | | 19.4 | 427.5 | 10.5 | 0.4 | |
| | | 32.3 | 468.2 | 6.8 | 0.07 | |
| | | 44.6 | 518.5 | 2.05 | 0.05 | |
| | | 56.7 | 574.0 | 0.95 | 0.02 | |
| | | 68.3 | 629.4 | 0.87 | 0.017 | |
| | | 79.5 | 682.6 | 0.71 | 0.026 | |
| | | 90.1 | 731.1 | 0.57 | 0.045 | |
| 716 | OCT 1975 | 6.9 | 435.3 | 5.19 | 0.76 | 20% |
| | | 20.7 | 488.1 | 2.90 | 0.12 | |
| | | 34.1 | 574.1 | 1.24 | 0.028 | |
| | | 47.2 | 675.2 | 0.434 | 0.015 | |
| | | 59.7 | 777.6 | 0.241 | 0.0074 | |
| | | 71.7 | 875.6 | 0.142 | 0.0064 | |
| | | 83.0 | 964.4 | 0.0757 | 0.0037 | |
| | | 93.7 | 1043.3 | 0.0541 | 0.0026 | |

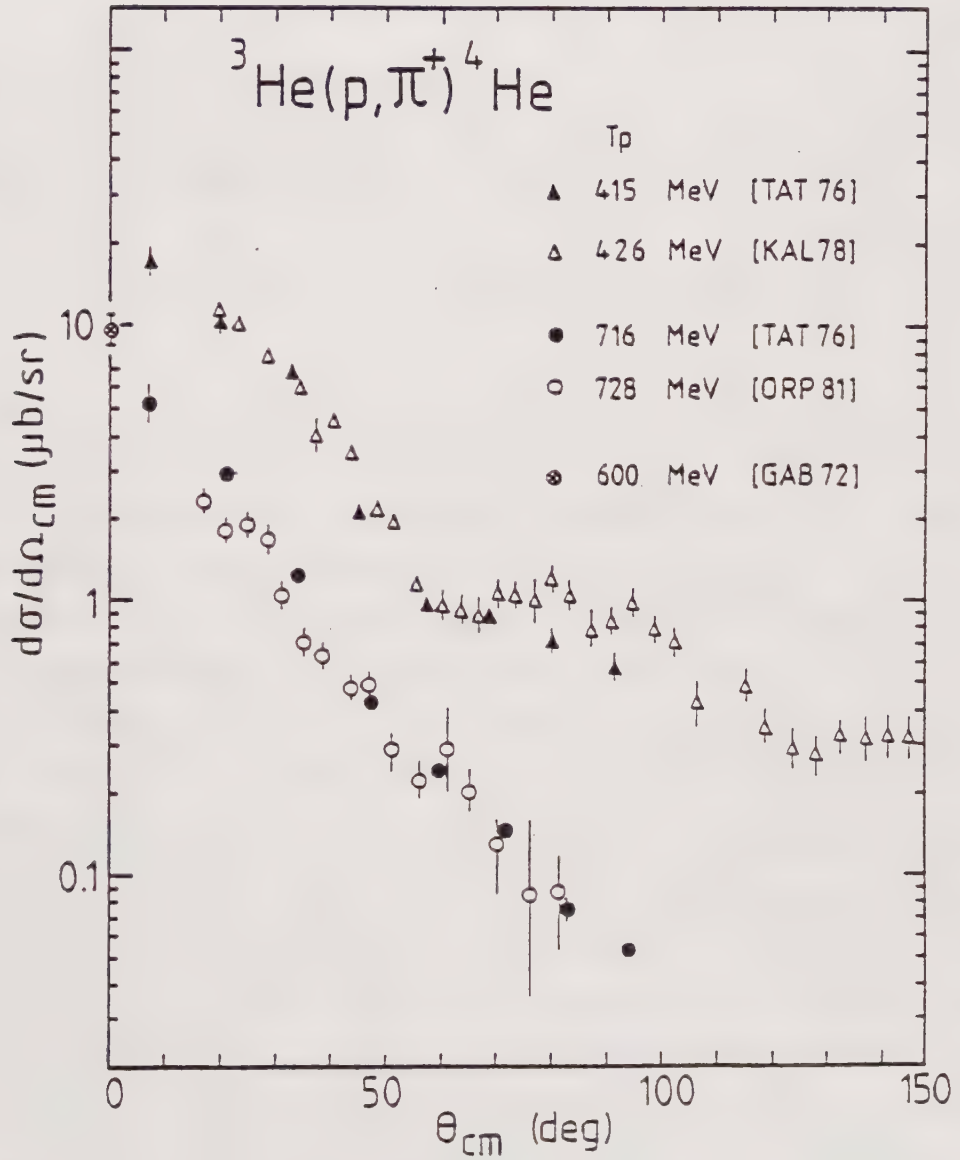



*Fig. 3.14 - Distributions angulaires de la réaction $^3He(p,\pi^+)^4He$ à 415 et 716 MeV (symboles pleins) comparés à un point de la même réaction à 0° (⊗) et aux mesures de deux réactions inverses ($\pi^-$,n) à des énergies comparables transformées par bilan détaillé.*

La résolution en énergie de 400 keV obtenue pendant cette expérience (essentiellement due à l'épaisseur de la cible, à la différence de perte d'énergie entre le proton entrant et le pion sortant et aux effets magnétiques du second ordre) est suffisante pour séparer le premier état excité à 0,48 MeV de l'état fondamental. La figure 3.15 présente un spectre d'excitation du lithium-7 obtenu à l'aide de trois valeurs successives du champ magnétique du spectromètre, ce qui permet d'explorer une large plage d'énergie d'excitation.

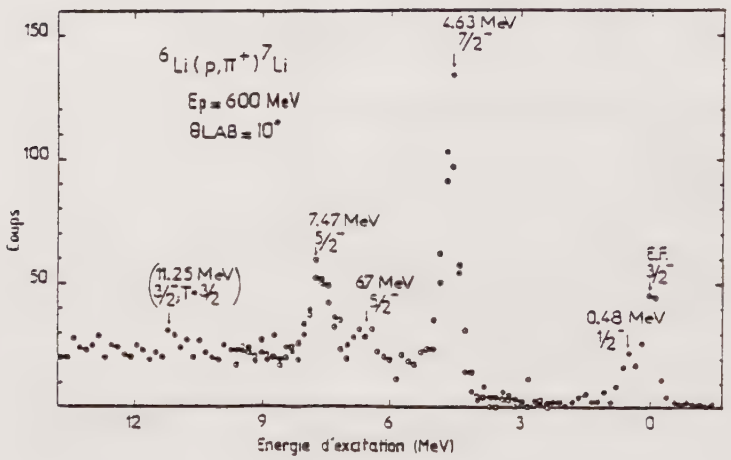



*Figure 3.15*

*Spectre de la réaction $^6Li(p,\pi^+)^7Li^*$ à 600 MeV. Ce spectre a été obtenu à l'aide de trois champs magnétiques successifs dans le spectromètre.*

Le trait caractéristique de ce spectre est l'excitation préférentielle des niveaux de haut spin dont le peuplement pourrait être favorisé par le grand transfert de moment angulaire mis en jeu dans la réaction $(p,\pi^+)$ ; on remarquera en particulier qu'une part importante de la force de transition est concentrée sur le niveau $7/2^-$ à 4,63 MeV qui ne peut être atteint par le simple transfert d'un neutron 1p3/2 au coeur de lithium-6 ($1^+$), ce qui suppose un mécanisme de réaction complexe (soit un processus en plusieurs étapes via une ou des diffusions inélastiques sur les noyaux cible ou résiduel, soit un mécanisme de réaction faisant intervenir un ou plusieurs nucléons de la cible). On notera enfin que le niveau à 11,25 MeV ($3/2^-$, T = 3/2) qui possède les mêmes nombres quantiques que la résonance Δ(1232) n'a pu être identifié au-dessus du continuum (seule une limite supérieure de 40 nb/sr à $\theta_{lab}$ = 10° a pu être établie).

Les sections efficaces différentielles des trois premiers niveaux d'excitation ont été mesurées (Tableau 3.7) ; les distributions angulaires correspondantes (Fig. 3.16) sont presque identiques en forme et ne présentent, dans la plage angulaire explorée, aucune structure significative.

Aucune autre donnée de la réaction $^{6}Li(p,\pi^{+})^{7}Li$ permettant une comparaison n'existe à l'énergie où nous l'avons étudiée mais on peut noter que les caractéristiques observées ici sont très similaires à celles obtenues à plus basse énergie [WIL81a, KAL80, LEB81].

Tableau 3.7 - Sections efficaces différentielles de la réaction $^{6}Li(p,\pi^{+})^{7}Li$ pour les trois premiers niveaux du $^{7}Li$ (voir légende tableau 3.5).

| $T_p$ (MeV) | Date | $\theta_{cm}$ (Deg) | $Q_{cm}$ (MeV/c) | E.F.($3/2^-$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | E.F.($3/2^-$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | 0,48 MeV($1/2^-$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | 0,48 MeV($1/2^-$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | 4,63 MeV($7/2^-$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | 4,63 MeV($7/2^-$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | $\delta_{Abs.}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 600 | OCT 1974 | 6,0 | 511,3 | 195,0 | 27,0 | 59,7 | 15,3 | 569,0 | 59, | 18% |
| | | 11,9 | 525,2 | 116,0 | 12,0 | 50,8 | 5,4 | 303,0 | 38, | |
| | | 17,9 | 547,8 | 111,0 | 12,0 | 23,0 | 6,8 | 331,0 | 28, | |
| | | 23,8 | 577,2 | 47,1 | 7,2 | 6,97 | 2,58 | 124,0 | 13, | |
| | | 29,7 | 612,3 | 26,5 | 4,4 | 8,37 | 2,04 | 92,7 | 9,8 | |
| | | 35,5 | 651,1 | 14,7 | 2,7 | 5,37 | 1,33 | 44,5 | 5,0 | |
| | | 41,3 | 693,3 | 9,25 | 2,11 | 2,58 | 1,06 | 42,7 | 4,8 | |

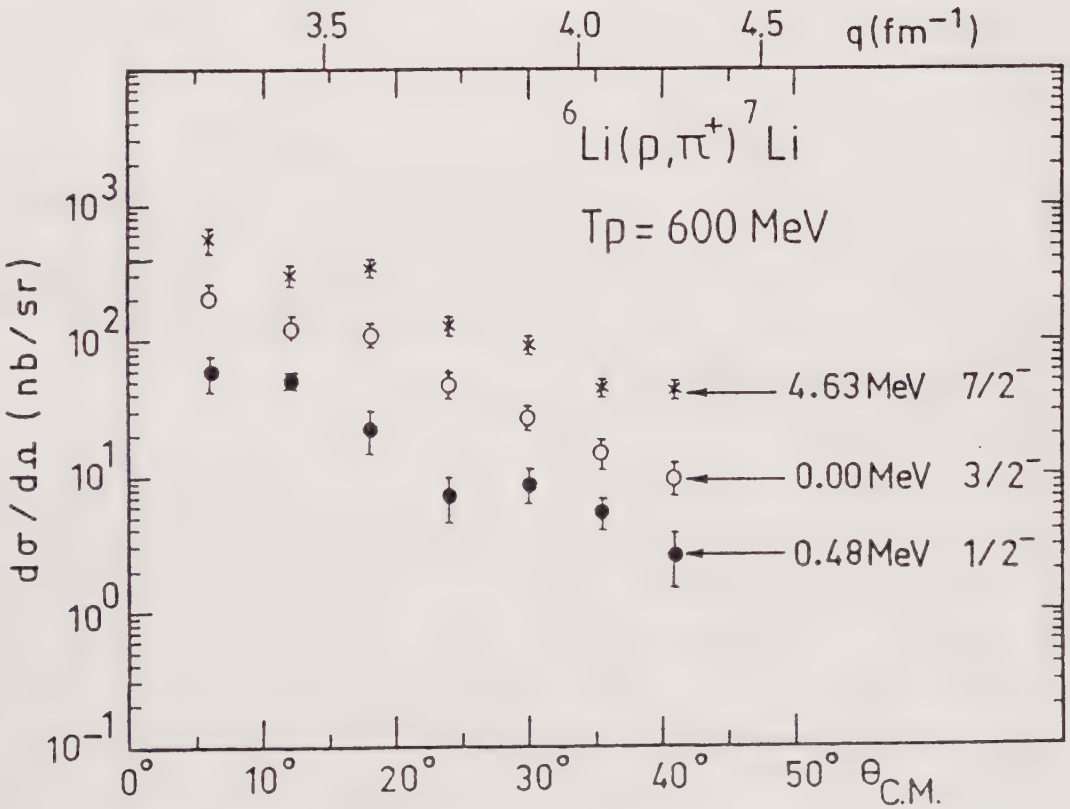



*Fig. 3.16 - Distribution angulaire de la section efficace différentielle pour les trois premiers niveaux du $^{7}Li$.*

*d) $^{9}Be(p,\pi^{+})^{10}Be$ [DIL80b].*

Afin de poursuivre l'étude de la production de pions sur les noyaux complexes aux énergies intermédiaires, nous avons choisi le béryllium-9 pour lequel il existait déjà des distributions angulaires de plusieurs niveaux du béryllium-10 obtenues près du seuil à Uppsala [DAH73a], ainsi qu'une mesure à 0° et 600 MeV effectuée au CERN et qui constituait l'une des deux premières réactions $(p,\pi^{+})$ jamais réalisée sur un noyau plus lourd que le deutérium [ROH72a].

La figure 3.17 montre un des spectres d'excitation du béryllium-10 obtenu à 410 MeV à un angle avant (comme pour le lithium-7, trois champs magnétiques successifs du spectromètre ont été nécessaires pour explorer une plage d'excitation d'environ 12 MeV). Si les deux premiers états excités sont nettement séparés, la résolution de 400 keV ne permet cependant pas de résoudre les trois autres groupes de niveaux ; on notera la présence d'un pic à environ 11,5 MeV dont on ne connaît pas les caractéristiques [AJZ79] et qui a été observé pour la première fois dans la réaction $(p,\pi^{+})$ [DAH73a].

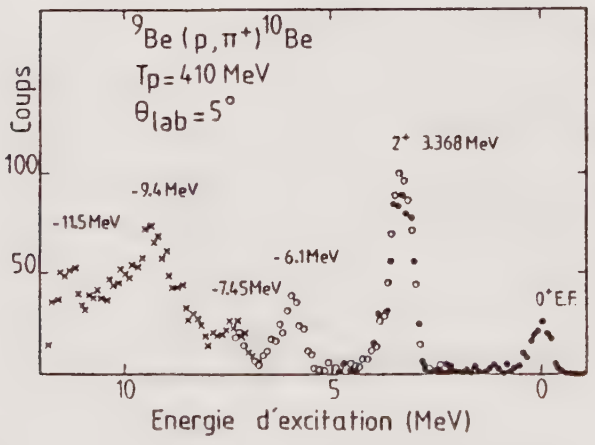



*Figure 3.17*

*Spectre d'excitation du $^{10}Be$ dans la réaction $(p,\pi^{+})$ sur une cible de $^{9}Be$. Les différents symboles correspondent à des valeurs successives du champ magnétique dans le spectromètre.*

Le tableau 3.8 donne les sections efficaces différentielles mesurées pour les deux premiers états du béryllium-10 et les quatre autres groupes de niveaux non résolus, tandis que la figure 3.18 présente les distributions angulaires de l'état fondamental ($0^{+}$) et du premier état excité à 3,368 MeV ($2^{+}$). Les caractéristiques de ces mesures sont très semblables à celles qui avaient déjà été observées près du seuil [DAH73a] et sont confirmées par de récentes expériences réalisées à basse énergie ($T_p \leqslant 250$ MeV [AUL78, AUL81]) et au-delà de la résonance (3,3) ($T_p = 800$ MeV [HOI79b]).

Tableau 3.8 - Sections efficaces différentielles dans le centre de masse de la réaction $^{9}Be(p,\pi^{+})^{10}Be^{*}$ pour les deux premiers niveaux du $^{10}Be$ et pour quatre autres groupes de niveaux non résolus (voir légende tableau 3.5).

| $T_p$ (MeV) | Date | $\theta_{cm}$ (Deg) | $Q_{cm}$ (MeV/c) | E.F.($0^+$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | E.F.($0^+$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | 3.368 MeV($2^+$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | 3.368 MeV($2^+$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | ∿ 6.1 MeV $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | ∿ 6.1 MeV $\delta\sigma$ (nb/sr) | $\delta_{Abs.}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 410 | AVR 1975 | 5.6 | 507.7 | 396.0 | 47.0 | 1301.0 | 93.0 | 505.0 | 70.0 | 20% |
| | | 16.7 | 527.8 | 171.0 | 24.0 | 1039.0 | 61.0 | 286.0 | 38.0 | |
| | | 27.7 | 565.1 | 92.0 | 12.0 | 527.0 | 65.0 | | | |
| | | 38.7 | 614.6 | 32.0 | 5.0 | 148.0 | 19.0 | 92.0 | 14.0 | |
| | | 47.4 | 659.9 | 19.4 | 2.9 | 60.0 | 9.0 | | | |
| | | 70.7 | 793.4 | 3.9 | 1.0 | 10.8 | 2.1 | | | |
| 605 | AVR 1975 | 5.7 | 545.6 | 65.0 | 13.0 | 277.0 | 27.0 | 153.0 | 44.0 | 20% |
| | | 13.0 | 565.1 | 36.0 | 11.0 | 169.0 | 17.0 | | | |
| | | 28.3 | 646.3 | 5.1 | 1.4 | 21.2 | 4.3 | | | |
| 613 | OCT 1975 | 13.6 | 569.1 | 26.0 | 8.7 | | | | | 17% |

| $T_p$ (MeV) | Date | $\theta_{cm}$ (Deg) | $Q_{cm}$ (MeV/c) | ∿ 7.45 MeV $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | ∿ 7.45 MeV $\delta\sigma$ (nb/sr) | ∿ 9.4 MeV $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | ∿ 9.4 MeV $\delta\sigma$ (nb/sr) | ∿ 11.5 MeV $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | ∿ 11.5 MeV $\delta\sigma$ (nb/sr) | $\delta_{Abs.}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 410 | AVR 1975 | 5.6 | 507.7 | 213.0 | 32.0 | 1101.0 | 190.0 | ≤ 281.0 | | 20% |
| | | 16.7 | 527.8 | ≤163.0 | | | | | | |
| | | 38.7 | 614.6 | 32.0 | 5.0 | | | | | |
| 605 | AVR 1975 | 5.7 | 545.6 | ≤ 77.0 | | 230.0 | 86.0 | | | 20% |

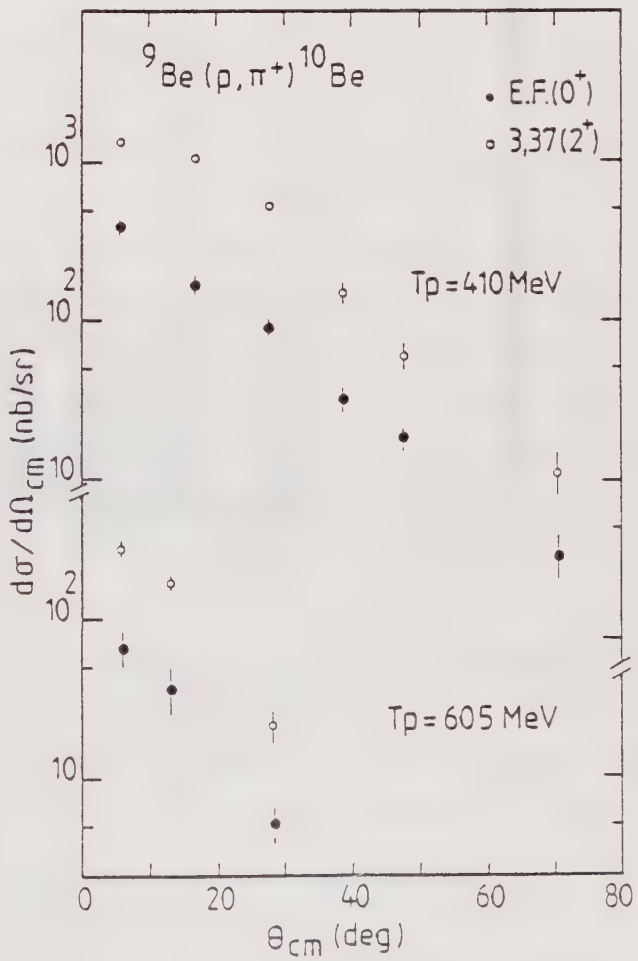



*Figure 3.18*

*Distribution angulaire de la réaction $^{9}Be(p,\pi^{+})^{10}Be$ pour les deux premiers niveaux du $^{10}Be$ à 410 et 605 MeV.*

On remarquera, pour terminer, que ces tendances sont très semblables à celles observées pour la réaction $^{6}Li(p,\pi^{+})^{7}Li$ tant en ce qui concerne la pente et l'absence de structure des distributions angulaires, que de la force d'excitation relative du premier état excité et de l'état fondamental.

*e)* $^{10}B(p,\pi^{+})^{11}B$ [DIL80b, COU81d, ASL81].

Considérant que l'étude de la réaction $(p,\pi^{+})$ en fonction de l'énergie incidente pouvait être un moyen efficace d'étudier le mécanisme de la réaction nous avons terminé notre campagne de mesures par une étude extensive de la cible de bore-10. Ce choix a été essentiellement guidé par l'existence de nombreuses mesures de la réaction $(p,\pi^{+})$ sur ce noyau près du seuil de production [DAH74, LEB74, HOI79a] ; depuis la fin de nos expériences d'autres résultats sont venus compléter ces mesures à basse énergie [PIL79, SOG80, SJO81, LEB81 ], formant ainsi un ensemble cohérent de distributions angulaires à 16 énergies différentes comprises entre 145,4 MeV (le seuil de la réaction $^{10}B(p,\pi^{+})^{11}B$ se situe à 143,3 MeV) et 201 MeV Nos mesures, portant sur 8 énergies supplémentaires, étendent cette étude systématique autour et au-delà de la résonance (3,3).

La figure 3.19 présente deux spectres de cette réaction à 320 MeV et 465 MeV, obtenus respectivement avant (a) et après (b) la rénovation de Saturne. La différence de qualité entre ces deux spectres a deux origines :

i) les progrès réalisés dans la lutte contre le bruit de fond et l'augmentation des dimensions des plans de détecteurs sur la focale du spectromètre ont permis l'utilisation des compteurs à migration sur la totalité de leur longueur (50 cm) et donc l'exploration, en une seule fois, d'une plage d'énergie d'excitation variant de 5 à 20 MeV suivant l'énergie des protons incidents (voir tableau 2.1) ;

ii) les qualités d'émittance du faisceau extrait du nouvel accélérateur et les plus grandes possibilités de réglage optique de la nouvelle ligne d'analyse (en particulier une plus grande dispersion du faisceau incident) permettent une meilleure minimisation des termes parasites de l'équation (2.1), la résolution étant alors améliorée de presque un facteur 2.

On remarquera que ces deux effets combinés permettent de séparer le spectre parasite de la réaction $^{16}O(p,\pi^{+})^{17}O$ sur l'oxygène contenu dans la cible (Fig. 3.19b).

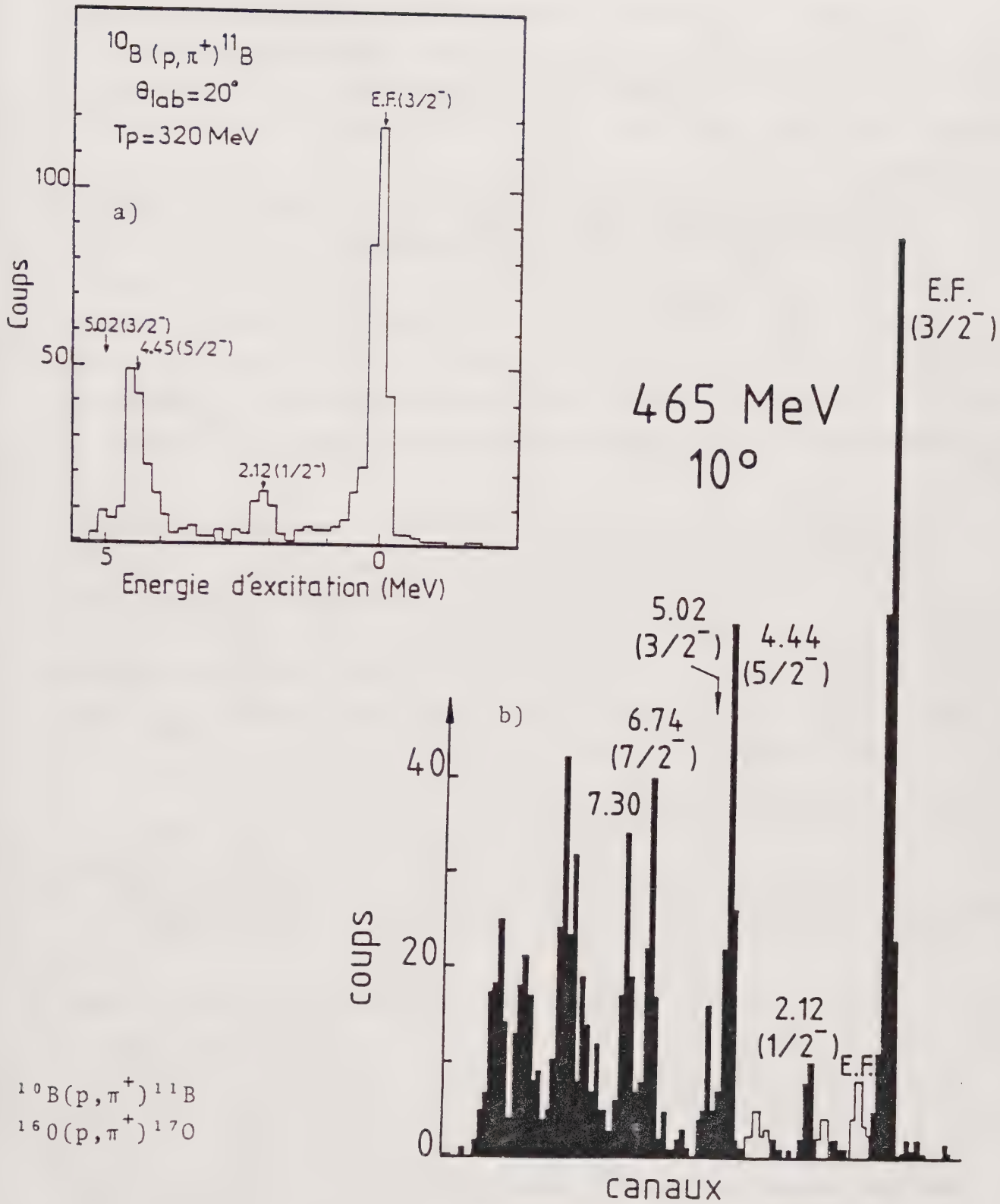



*Fig. 3.19 - Spectres d'excitation du $^{11}B$ obtenus : a) avant et b) après la rénovation de Saturne à 320 et 465 MeV. La résolution expérimentale est respectivement de 400 et 210 keV.*

Le tableau 3.9 et les figures 3.20 et 3.21 présentent les sections efficaces différentielles du niveau fondamental ($3/2^-$) et des états excités à 2,125 MeV ($1/2^-$) et 4,445 MeV ($5/2^-$) mesurées à 8 énergies (250, 291, 320, 410, 465, 483, 606 et 800 MeV) au cours de trois expériences.

Il est intéressant de noter que, contrairement à ce qui a été observé précédemment pour les noyaux résiduels de lithium-7 et béryllium-10, l'état fondamental du bore-11 est de loin le niveau le plus excité ; ceci pourrait être interprété de façon analogue en remarquant que c'est, ici, le noyau cible de $^{10}B$ qui possède un spin élevé ($J^\pi = 3^+$), ce qui permettrait un grand transfert de moment angulaire même pour l'état fondamental, de faible spin ($3/2^-$), du bore-11.

On remarquera enfin que, autant que l'on puisse en juger sur les quelques points disponibles, si les distributions angulaires des niveaux $1/2^-$ (2,125 MeV) et $3/2^-$ (état fondamental) sont assez semblables, elles ne sont pas identiques, ce qui distinguerait le cas du bore-11 des autres noyaux étudiés ; cette différence s'atténue cependant lorsque l'énergie des protons incidents diminue et elle disparaît effectivement près du seuil [DAH74, LEB81].

*f) Les autres noyaux étudiés [BRU79].*

Au cours des différentes expériences de notre campagne de mesures, quelques tentatives ont été faites sur d'autres noyaux cibles.

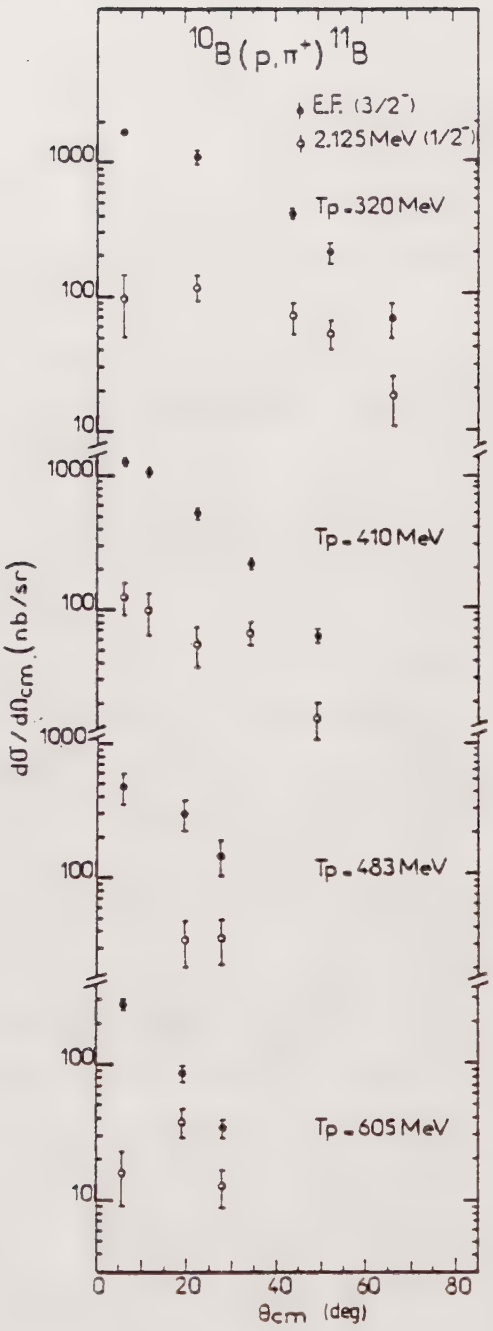
Afin de comparer les sections efficaces de production de $\pi^+$ et de $\pi^-$ sur un même noyau, nous avons, au cours de l'expérience $(p,\pi^-)$ mesuré deux points de la réaction $(p,\pi^+)$ sur les noyaux de carbone-12 et carbone-13. Les sections efficaces obtenues (Tableau 3.10) sont très faibles mais, comparées au béryllium-10 et au bore-11, elles semblent sensiblement dans le même rapport que celui observé prés du seuil [SOG80].

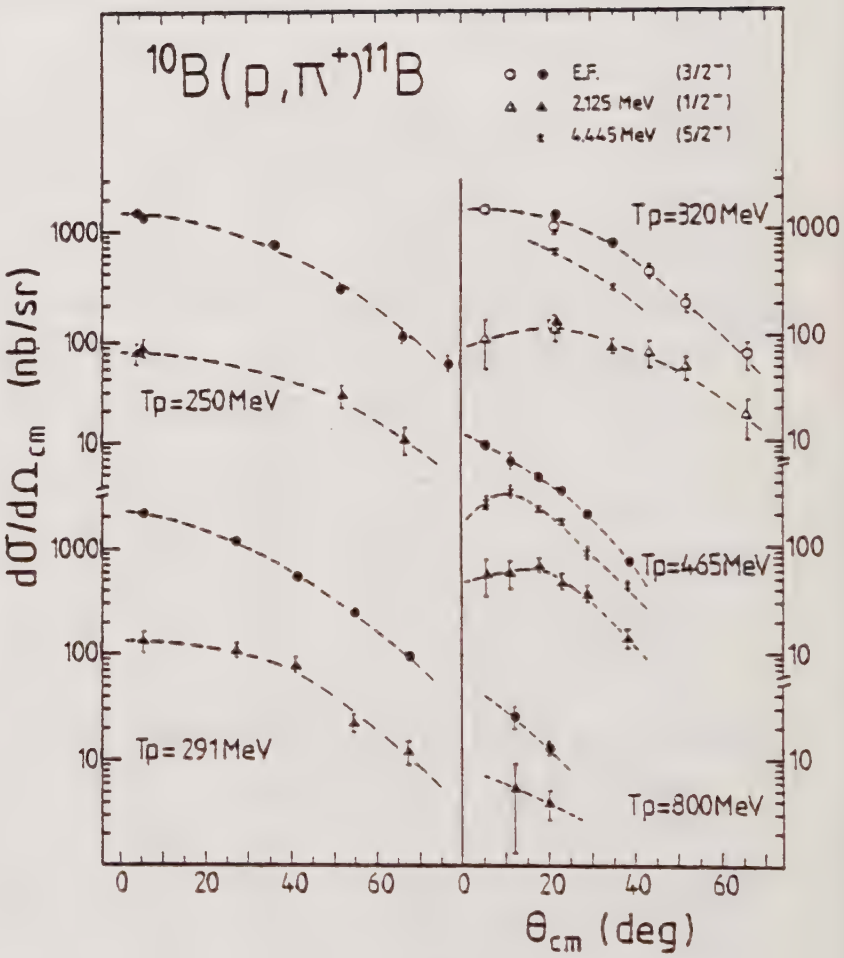
Pour terminer, signalons que deux tentatives ont été faites sur le calcium-40 et le plomb-208 mais que la forte diminution des sections efficaces avec la masse croissante du noyau cible et la faible intensité disponible sur Saturne 1 ne nous a pas permis d'observer un spectre significatif de la réaction $(p,\pi^+)$ sur ces deux noyaux.

## Tableau 3.9

Sections efficaces différentielles dans le centre de masse de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ pour trois des niveaux de $^{11}B$ (voir légende tableau 3.5).

| $T_p$ (MeV) | Date | $\theta_{cm}$ (Deg) | $Q_{cm}$ (MeV/c) | E.F.($3/2^-$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | E.F.($3/2^-$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | 2,125 MeV($1/2^-$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | 2,125 MeV($1/2^-$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | 4,445 MeV($5/2^-$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | 4,445 MeV($5/2^-$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | $\delta_{Abs.}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 250 | AVR 1979 | 4,4 | 462,3 | 1487,0 | 65,0 | 71,1 | 16,0 | | | 23% |
| | | 5,4 | 462,7 | 1396,0 | 38,0 | 77,6 | 10,8 | | | |
| | | 36,3 | 509,9 | 747,0 | 36,0 | | | | | |
| | | 51,8 | 552,6 | 279,0 | 16,0 | 27,7 | 6,3 | | | |
| | | 66,4 | 598,6 | 101,0 | 8,0 | 10,5 | 2,9 | | | |
| | | 76,8 | 632,2 | 54,9 | 5,9 | | | | | |
| 291 | AVR 1979 | 5,5 | 475,7 | 2111,0 | 92,0 | 131,0 | 29,0 | | | 19% |
| | | 27,2 | 510,4 | 1140,0 | 35,0 | 105,0 | 12,0 | | | |
| | | 41,2 | 552,0 | 529,0 | 18,0 | 77,8 | 7,8 | | | |
| | | 54,5 | 600,3 | 239,0 | 8,0 | 22,4 | 3,8 | | | |
| | | 67,6 | 651,6 | 92,6 | 5,7 | 11,9 | 2,9 | | | |
| 320 | SEPT 1976 | 5,5 | 484,5 | 1563,0 | 78,0 | 95,0 | 46,0 | | | 19% |
| | | 21,8 | 510,3 | 1078,0 | 132,0 | 115,0 | 25,0 | | | |
| | | 43,4 | 581,1 | 398,0 | 34,0 | 69,0 | 18,0 | | | |
| | | 51,9 | 616,3 | 204,0 | 36,0 | 51,0 | 12,0 | | | |
| | | 66,0 | 678,4 | 67,0 | 20,0 | 17,6 | 7,2 | | | |
| | AVR 1979 | 21,8 | 510,3 | 1393,0 | 40,0 | 134,0 | 13,0 | 613,0 | 30,0 | 15% |
| | | 34,8 | 549,3 | 744,0 | 28,0 | 79,9 | 9,1 | 286,0 | 18,0 | |
| 410 | JAN 1977 | 5,5 | 509,0 | 1258,0 | 80,0 | 125,0 | 35,0 | | | 18% |
| | | 11,0 | 516,8 | 1052,0 | 84,0 | 97,0 | 34,0 | | | |
| | | 22,0 | 546,6 | 515,0 | 50,0 | 55,0 | 19,0 | | | |
| | | 34,0 | 596,7 | 217,0 | 20,0 | 66,0 | 13,0 | | | |
| | | 49,1 | 676,4 | 62,4 | 9,0 | 15,2 | 4,7 | | | |
| 465 | AVR 1979 | 5,5 | 521,8 | 940,0 | 52,0 | 56,4 | 20,9 | 266,0 | 29,0 | 14% |
| | | 11,1 | 531,3 | 661,0 | 48,0 | 57,5 | 16,0 | 339,0 | 35,0 | |
| | | 17,7 | 550,4 | 459,0 | 15,0 | 67,5 | 7,1 | 230,0 | 11,0 | |
| | | 23,2 | 571,8 | 334,0 | 14,0 | 47,4 | 5,6 | 173,0 | 10,0 | |
| | | 29,0 | 598,6 | 205,0 | 11,0 | 36,7 | 5,1 | 89,5 | 7,3 | |
| | | 38,3 | 650,4 | 74,7 | 4,4 | 14,1 | 2,4 | 44,1 | 3,6 | |
| 483 | SEPT 1976 | 5,6 | 525,7 | 467,0 | 124,0 | | | | | 17% |
| | | 19,6 | 562,4 | 293,0 | 73,0 | 34,0 | 13,0 | | | |
| | | 27,7 | 599,8 | 143,0 | 43,0 | 35,0 | 13,0 | | | |
| 606 | JAN 1977 | 5,6 | 548,6 | 275,0 | 23,0 | 15,8 | 7,0 | | | 17% |
| | | 19,1 | 596,5 | 85,0 | 12,0 | 37,3 | 8,5 | | | |
| | | 28,0 | 650,7 | 33,6 | 5,3 | 12,6 | 3,8 | | | |
| 800 | AVR 1979 | 11,9 | 598,7 | 25,8 | 6,0 | 5,3 | 3,98 | | | 13% |
| | | 20,0 | 651,5 | 13,1 | 1,7 | 3,96 | 1,22 | | | |




*Figs 3.20 et 3.21 - Distributions angulaires de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ pour les premiers niveaux du $^{11}B$ à 8 énergies différentes du proton incident. A $T_p$ = 320 MeV les symboles vides et pleins correspondent à deux expériences réalisées respectivement avant et après la rénovation de Saturne.*

Tableau 3.10 - Sections efficaces différentielles dans le centre de masse des réactions $^{12,13}C(p,\pi^+)^{13,14}C$ et $^{13}C(p,\pi^-)^{14}O$ pour l'état fondamental du noyau résiduel (voir légende tableau 3.5).

| $T_p$ (MeV) | Date | $\theta_{cm}$ (Deg) | $Q_{cm}$ (MeV/c) | $^{12}C(p,\pi^+)^{13}C$ E.F.($1/2^-$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | $\delta\sigma$ (nb/sr) | $^{13}C(p,\pi^+)^{14}C$ E.F.( 0 ) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | $\delta\sigma$ (nb/sr) | $^{13}C(p,\pi^-)^{14}O$ E.F.( 0 ) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | $\delta\sigma$ (nb/sr) | $\delta_{Abs.}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 613 | OCT 1975 | 5.5<br>5.5<br>13.3 | 573.2<br>569.5<br>589.5 | 11.2 | 4.8 | 6.9 | 4.6 | 1.01 | 0.51 | 12%<br>17%<br>17% |

3.2.2. La réaction $(p,\pi^-)$ [COU78].

Le double échange de charge mis en jeu par une réaction telle que $(p,\pi^-)$ lui confère un intérêt théorique évident. Tout d'abord cette réaction ne peut pas être décrite par le transfert direct d'un nucléon au noyau cible (voir chapitre 8) ; une comparaison avec la réaction $(p,\pi^+)$ devrait donc apporter des informations complémentaires quant au mécanisme de réaction. D'autre part ce peut être un outil spectroscopique remarquable puisqu'elle conduit généralement à des noyaux résiduels très riches en protons pour lesquels nous ne possédons que très peu, sinon pas, d'informations.

D'un point de vue expérimental nous avons déjà mentionné l'intérêt que présente la détection d'une particule de charge négative (paragraphe 3.1.5.c.). Cependant, la réduction du bruit de fond ambiant à un taux inférieur à un coup par heure est impuissante à pallier la faiblesse des sections efficaces mesurées, compte-tenu de l'intensité du faisceau dont nous disposions à Saturne 1 (~ $5.10^9$ protons/cycle). La principale difficulté réside alors dans la durée de la mesure (jusqu'à 12 heures) pendant laquelle l'ensemble de détection et de monitorage doit rester stable.

Le choix des cibles et de l'énergie (~ 600 MeV) a été guidé par ces arguments théoriques et expérimentaux ainsi que par un article théorique [KIS75] dont nous parlerons plus loin.

*a) La réaction $^{9}Be(p,\pi^{-})^{10}C$.*

La première mise en évidence expérimentale de la réaction $(p,\pi^-)$ a été réalisée au CERN à 0° sur une cible de béryllium-9 avec des protons de 600 MeV [ROH72a]. Le rapport ~1/100 obtenu pour la comparaison des sections efficaces différentielles de production $\pi^-/\pi^+$ donnait une idée assez précise des sections efficaces auxquelles nous devions nous attendre. De plus les premières distributions angulaires de la réaction $(p,\pi^-)$, obtenue aussi sur $^{9}Be$ près du seuil de production [DAH73a], confirmaient une section efficace de l'ordre du nanobarn par stéradian.

Nous avons déjà montré un spectre de la réaction $^{9}Be(p,\pi^-)^{10}C$ à $\theta_{lab}$ = 25° pour illustrer l'efficacité de la procédure d'extraction du bruit de fond ambiant (Fig. 3.7). Sur ce spectre nous pouvons identifier sans ambiguïté l'état fondamental du $^{10}C$ ainsi que les états excités à 3,35 MeV, 5,28 MeV et 6,60 MeV [AJZ74] (le niveau à 5,28 MeV semble être en fait un doublet 5,22 MeV + 5,38 MeV non résolu [AJZ79]).

Tableau 3.11 - Sections efficaces différentielles de la réaction $^{9}Be(p,\pi^-)^{10}C$ pour les deux premiers niveaux du $^{10}C$ et pour le doublet de niveaux non résolus (voir légende tableau 3.5).

| $T_p$ (MeV) | Date | $\theta_{cm}$ (Deg) | $Q_{cm}$ (MeV/c) | E.F.($0^+$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | E.F.($0^+$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | 3,351 MeV($2^+$) $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | 3,351 MeV($2^+$) $\delta\sigma$ (nb/sr) | 5,30 MeV $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | 5,30 MeV $\delta\sigma$ (nb/sr) | $\delta_{Abs.}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 613 | OCT 1975 | 5,7<br>28,3 | 548,7<br>650,6 | 0,24<br>0,27 | 0,17<br>0,07 | 0,95<br>0,73 | 0,38<br>0,13 | 1,90<br>1,68 | 0,66<br>0,22 | 12% |

La section efficace différentielle de cette réaction à 613 MeV a été mesurée pour deux angles laboratoires, 5° et 25° (Tableau 3.11). La somme des sections efficaces obtenues pour les deux premiers niveaux du $^{10}C$ est en bon accord avec la mesure du CERN à 600 MeV [ROH72a] où ces deux niveaux n'avaient pu être résolus.

*b) Les réactions $^{12,13}C(p,\pi^-)^{13,14}O$.*

L'expérience $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$ est un exemple de l'intérêt de la réaction $(p,\pi^-)$ puisque l'on ne possédait jusqu'alors que très peu d'informations concernant le noyau d'oxygène-13 [AJZ81]. Seul le défaut de masse de ce noyau appartenant au multiplet d'isospin T = 3/2 avait été mesuré avec précision [MEN70, TRE70, TRE71]. Un étalonnage suffisamment précis du spectromètre à l'aide du spectre connu de la réaction $^{9}Be(p,\pi^-)^{10}C$ nous a permis de localiser sans ambiguïté l'état fondamental de l'oxygène-13.

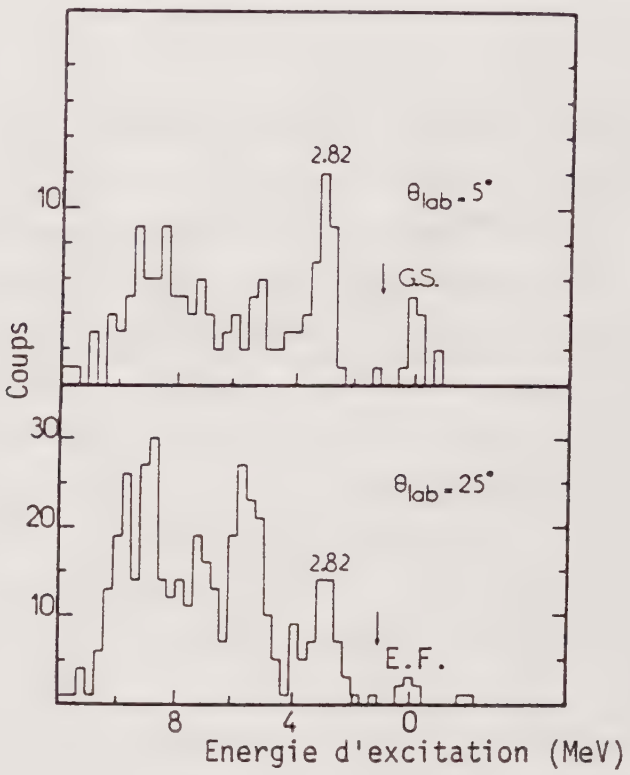



*Figure 3.22*
*Spectres de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$ à $\theta_{lab}$ = 5° et 25°. La flèche indique le seuil des réactions à plusieurs corps.*

La figure 3.22 montre deux spectres de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$ obtenus à 5° et 25°. Le faible nombre de pions détectés sur le plan focal et la faible valeur du seuil en énergie des réactions à plusieurs corps (1,52 MeV pour le canal $^{12}N + p$ et 2,12 MeV pour le canal $^{11}C + 2p$ [AJZ81]) rendent difficile l'interprétation des spectres de $\pi^-$ observés sur une dizaine de MeV d'excitation. *On observe cependant la présence très nette d'un pic de $\pi^-$ à 2,82 ± 0,24 MeV* dont la résolution en énergie, comparable dans la limite de notre statistique à celle de l'état fondamental, semblerait indiquer qu'il s'agit d'un niveau singulet. On remarquera enfin la présence d'un niveau, ou groupe de niveaux, d'excitation entre 5 et 6 MeV dont la section efficace augmente fortement entre 5° et 25°.

Nous avons mesuré la section efficace différentielle de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$ à $T_p$ = 613 MeV pour quatre angles laboratoire entre 5 et 35° (Tableau 3.12). La distribution angulaire correspondante (Fig. 3.23) présente une structure relativement peu marquée dont la pente moyenne décroît légèrement avec le moment transféré.

Tableau 3.12 - Sections efficaces différentielles de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$ pour l'état fondamental de $^{13}O$ et pour le pic de pion observé à 2,82 MeV (voir légende tableau 3.5).

| $T_p$ (MeV) | Date | $\theta_{cm}$ (Deg) | $Q_{cm}$ (MeV/c) | E.F. $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | E.F. $\delta\sigma$ (nb/sr) | 2,82 MeV $\sigma_{cm}$ (nb/sr) | 2,82 MeV $\delta\sigma$ (nb/sr) | $\delta_{Abs.}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 613 | OCT 1975 | 5,5 | 586,8 | 1,00 | 0,39 | 3,22 | 0,60 | 12% |
| | | 16,6 | 620,8 | 0,21 | 0,12 | 1,40 | 0,32 | |
| | | 27,6 | 682,0 | 0,39 | 0,17 | 2,76 | 0,42 | |
| | | 38,4 | 760,6 | 0,088 | 0,088 | 0,83 | 0,20 | |

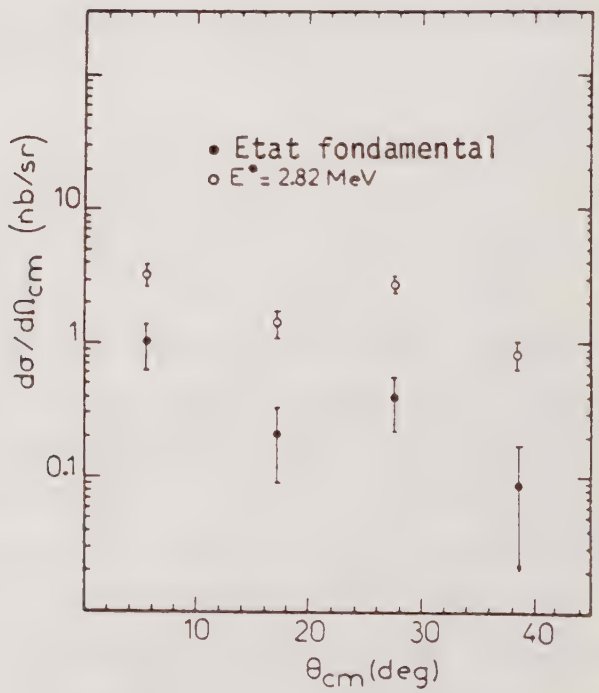



*Figure 3.23*

*Distribution angulaire de la section efficace différentielle des deux premiers niveaux de $^{13}O$.*

Cette réaction a été étudiée récemment à l'Université d'Indiana avec des protons de 200 MeV [HOI80] dans un très large domaine angulaire ; la distribution angulaire obtenue y est à peu près constante ce qui est une caractéristique de la réaction $(p,\pi^-)$ déjà observée plus près du seuil [DAH73a, DAH73b].

Par contre, une mesure de la réaction $^{9}Be(p,\pi^-)^{10}C$ à 800 MeV réalisée à LAMPF [HOI79b] présente une distribution angulaire des deux premiers niveaux du $^{10}C$ nettement piquée vers l'avant. On notera qu'une telle variation angulaire n'est pas observée dans la mesure que nous avons faite de la même réaction à 613 MeV (Tableau 3.11).

Anticipant sur le chapitre 8 nous devons citer ici une prédiction théorique de Kisslinger et Miller [KIS75] qui est en grande partie à l'origine de notre expérience. Fondée sur l'idée que la réaction $(p,\pi^-)$ pourrait être interprétée en termes de transfert direct d'une résonance $\Delta^{++}$ au noyau cible leur prédiction portait sur une étude extensive de la réaction $^{26}Mg(p,\pi^-)^{27}Si$ dans une très large gamme d'énergies. Malheureusement, la forte décroissance de la section efficace de la réaction $(p,\pi)$ avec la masse croissante du noyau cible ne nous a pas permis d'étudier cette réaction particulière ; une mesure de ~10 heures sur une cible de $^{25}Mg$ n'a donné que cinq $\pi^-$ sur l'ensemble du plan focal, taux de comptage compatible avec le bruit de fond ambiant mesuré.

Par contre, les calculs de la référence [KIS75] portaient aussi sur l'étude de la production de $\pi^-$ près du seuil sur quelques noyaux de la couche 1p. Nous avons donc mesuré un point supplémentaire pour la réaction $^{13}C(p,\pi^-)^{14}O$ à $\theta_{lab} = 5°$ ; la section efficace correspondant à l'état fondamental de l'oxygène-14 est donnée dans le tableau 3.10.

Compte tenu des incertitudes expérimentales et surtout de la faible statistique accumulée le rapport de production des états fondamentaux d'oxygène-13 et oxygène-14 par la réaction $(p,\pi^-)$ à $\theta_{cm} = 5,5°$ est :

$$\frac{d\sigma/d\Omega_{cm}[^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}]}{d\sigma/d\Omega_{cm}[^{13}C(p,\pi^-)^{14}O_{E.F.}]} = 1,0 \pm 0,6. \qquad (3.11)$$

De façon analogue, le rapport de production de $\pi^-$ sur les cibles de carbone-12 et de béryllium-9 conduisant à l'état fondamental du noyau résiduel est ($\theta_{cm}$ = 5,5°) :

$$\frac{d\sigma/d\Omega_{cm}[^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}]}{d\sigma/d\Omega_{cm}[^{9}Be(p,\pi^-)^{10}C_{E.F.}]} = 4 \pm 3. \qquad (3.12)$$

Ces valeurs sont plus faibles que celles prévues par Kisslinger et Miller mais vont dans le sens de leurs prédictions. Il est à remarquer cependant (Tableaux 3.10, 3.11 et 3.12) que les sections efficaces différentielles à $\theta_{cm}$ = 5.5° correspondent à des impulsions transférées sensiblement différentes. De plus, les calculs cités plus haut concernent la réaction $(p,\pi^-)$ près du seuil de réaction ; enfin leurs auteurs précisent que différents effets de structure nucléaire peuvent diminuer ces rapports théoriques.

Cependant, il n'en reste pas moins vrai qu'un des résultats important de notre expérience est de confirmer, au-delà de la résonance Δ(1232), une section efficace de la réaction $(p,\pi^-)$ de l'ordre du nanobarn par stéradian, valeur *très en-dessous* de celle prédite par les auteurs cités plus haut (cette observation avait déjà été fai à plus basse énergie, sur le $^{26}$Mg [HOI78a]). Il semble donc que certa aspects de leur calcul théorique doivent être remis en question.

# Deuxième Partie

## L'ANALYSE THEORIQUE

Chapitre 4

# INTRODUCTION AU FORMALISME THEORIQUE

Pendant longtemps l'interprétation microscopique des manifestations de l'interaction forte en termes de degrés de liberté mésique ou d'excitation de résonances baryoniques est restée l'apanage de la Physique des Particules Elémentaires en général et de l'étude de l'interaction nucléon-nucléon en particulier. L'utilisation d'un tel formalisme dans le cadre des réactions nucléaires sur le noyau atomique étant relativement récente [SUG68], il nous a semblé utile, avant toute analyse, de donner un aperçu des principaux formalismes et de présenter les ingrédients théoriques qui seront utilisés ainsi que les approximations permettant leur utilisation, de façon relativement simple, dans le cadre du noyau atomique.

De façon très schématique on peut représenter la réaction A(p,b)A+1 de production[†] d'un boson b par un proton incident p sur un noyau cible de A nucléons par le graphe de la figure 4.1.

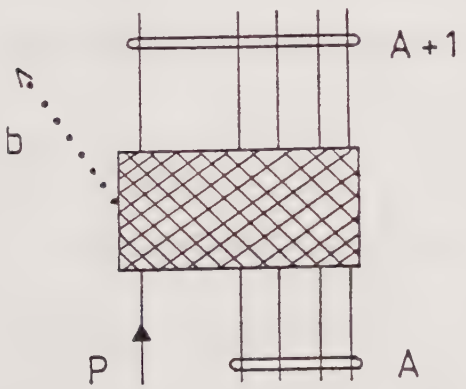



*Figure 4.1*

*Représentation schématique de la réaction (p,b) sur un noyau cible A.*

[†]Dans la mesure où les mécanismes de production et d'absorption de bosons ne sont, a priori, que les images d'un même phénomène physique par symétrie par renversement du temps nous n'emploierons de façon générale que le mot de "production".

En fait, le but de toute analyse de ces réaction de production sera d'essayer d'expliciter au mieux de nos connaissances la "boîte noire" de la figure 4.1 qui schématise l'interaction exacte. L'amplitude de transition nucléaire correspondante s'écrit, de la façon la plus générale :

$$T_{fi} = \langle \psi_f(1,\ldots,A+1) | H_b(1,\ldots,A+1, \vec{k}_b) | \psi_i(1,\ldots,A+1) \rangle \qquad (4.1)$$

où $\psi_i$ et $\psi_f$ représentent les états nucléaires initial et final à A+1 nucléons. La fonction d'onde du boson émis, d'impulsion asymptotique $\vec{k}_b$, est incluse dans l'opérateur d'interaction à plusieurs corps $H_b(1,\ldots,A+1)$ qui est généralement développé en série d'opérateurs à n corps :

$$H_b(1,\ldots,A+1) = \sum_{n=1}^{A+1} \tilde{h}_n(1,\ldots,n,\vec{k}_b) \ . \qquad (4.2)$$

Ce développement permet de décomposer l'amplitude de transition nucléaire (4.1) en une série de contribution mettant en jeu *de façon dynamique*, outre le proton incident, un nombre croissant de nucléons du noyau cible (Fig. 4.2).

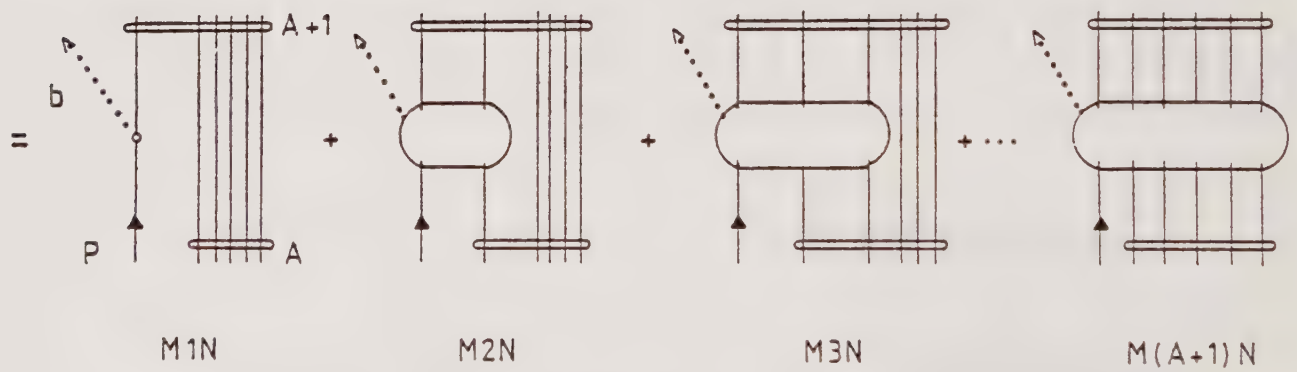



*Fig. 4.2 - Décomposition de l'interaction exacte en contributions d'ordre croissant.*

Le modèle à un nucléon (M1N) qui ne prend en compte que la première contribution est de loin le plus simple du point de vue du formalisme puisqu'il n'utilise qu'une seule interaction N → Nb dans un traitement en ondes planes. Nous verrons plus loin (paragraphe 6.1) quelles en sont les limites et comment un traitement en ondes

distordues peut, dans une certaine mesure, pallier l'abandon des autres contributions. Remarquons cependant, dès maintenant, qu'un tel modèle ne peut rendre compte ni d'excitations nucléaires du type 2 particules-1 trou, ni de la production de mésons $\pi^-$ par exemple.

La deuxième contribution fait intervenir un des nucléons du noyau cible dont l'interaction avec le proton incident conduit à l'émission du boson b. Ce modèle à deux nucléons (M2N) utilise donc une interaction NN ↔ NNb qu'il est possible de traiter de deux manières différentes :

i) Une méthode phénoménologique consiste à substituer à la "bulle" du modèle à deux nucléons les données expérimentales de la section efficace de production d'un boson lors de la collision NN → NNb. Cette procédure a été utilisée très tôt pour interpréter la production de pions sur les noyaux légers (voir paragraphe 6.2.1).

ii) Tout autre est la méthode consistant à construire un modèle théorique microscopique décrivant plus ou moins exactement ce qui se passe lors de la collision NN → NNb. Cette interaction est bien sûr, elle-même, la somme d'un grand nombre de contributions plus ou moins complexes et que l'on sait plus ou moins bien calculer.

Considérons, tout d'abord, la sommation portant sur le nombre d'interactions possibles (Fig. 4.3).

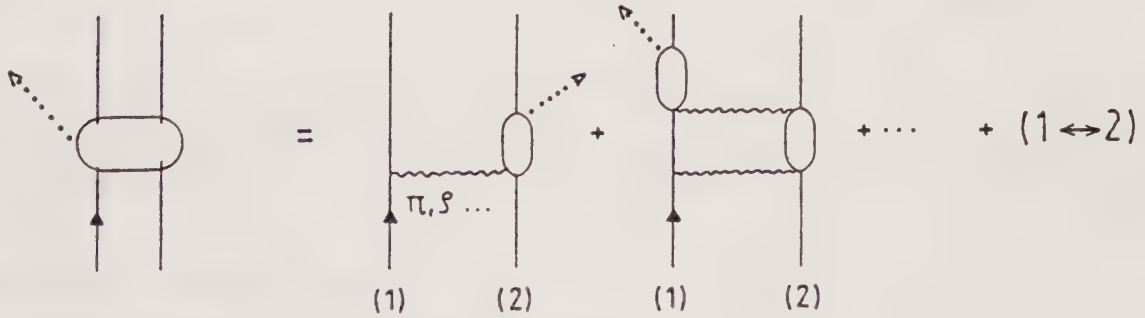



*Fig. 4.3 - Décomposition du modèle à deux nucléons en contribution d'ordre croissant.*

Le deuxième diagramme de la figure 4.3 est une contribution qui fait intervenir une double diffusion du méson virtuel. Elle est donc du même ordre que le modèle à trois nucléons (M3N) de la figure 4.2. Nous en reparlerons un peu plus loin avant de le négliger complètement.

Le premier de ces deux diagrammes est par contre celui auquel nous nous attacherons dans notre analyse théorique, tant de la réaction de production $(p,\pi)$ que de la réaction d'absorption $(\gamma,p)$. En première approximation il peut se décomposer en deux termes (Fig. 4.4).

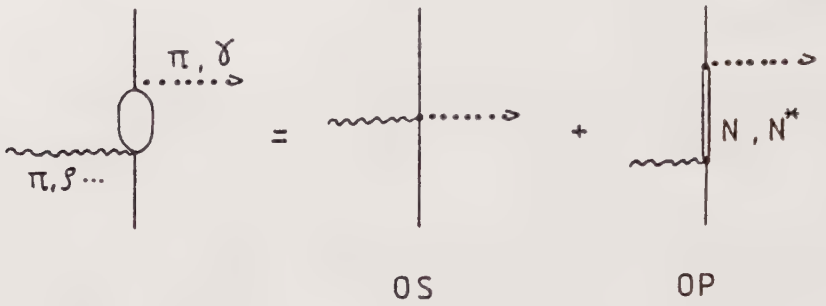



*Figure 4.4*

*Principaux termes de diffusion contribuant au modèle à deux nucléons.*

Bien qu'un calcul microscopique incluant l'échange d'un méson ρ (et a priori d'autres mésons plus lourds) ne soit pas impossible, le formalisme qui en résulte devient vite compliqué et n'est souvent pas absolument nécessaire, soit que les conditions du calcul (degrés d'approximation en particulier) fassent que les termes correspondants sont négligeables, soit qu'il soit possible de tenir implicitement compte de ces contributions par des artifices théoriques appropriés. En particulier, dans notre analyse, *nous considérerons le méson π comme le seul vecteur* de l'interaction entre deux nucléons ou entre un nucléon et une résonance baryonique.

Ceci étant posé, le premier terme de la figure 4.4 correspond soit à la diffusion dans l'onde S (OS) du méson π, soit au "terme de contact" de la diffusion $N\pi \leftrightarrow N\gamma$. Ce processus, surtout important à basse énergie, sera décrit un peu plus en détail dans le chapitre suivant.

La deuxième contribution (Fig. 4.4), généralement appelée "diffusion dans l'onde P" (OP), fait apparaître un état intermédiaire composé soit d'un nucléon, soit d'une résonance baryonique. Le formalisme correspondant appliqué aux réactions $(p,\pi)$ et $(\gamma,p)$ nécessite donc de définir, outre l'interaction $N \leftrightarrow Nb$ (respectivement $N\pi$ et $N\gamma$) déjà citée, les interactions $N^* \leftrightarrow Nb$ et $\Delta \leftrightarrow Nb$. Enfin, le formalisme de ce modèle à deux nucléons fait apparaître des états intermédiaires dont il nous faudra décrire la propagation.

Avant de passer au chapitre suivant nous allons faire une entorse à la généralité de cette introduction pour justifier a priori les choix que nous serons amenés à faire (le détail des calculs ci-dessous est donné en annexe B).

Considérons à nouveau les trois premières contributions (Fig. 4.2) du développement de l'interaciton exacte. La figure 4.5 présente les diagrammes correspondants où nous n'avons conservé que la "partie active" dans un modèle microscopique. La croix sur une ligne de nucléon indique que ce dernier est dans un état lié ($|\alpha\rangle$, $|\beta\rangle$, ...) du noyau cible ou du noyau final.

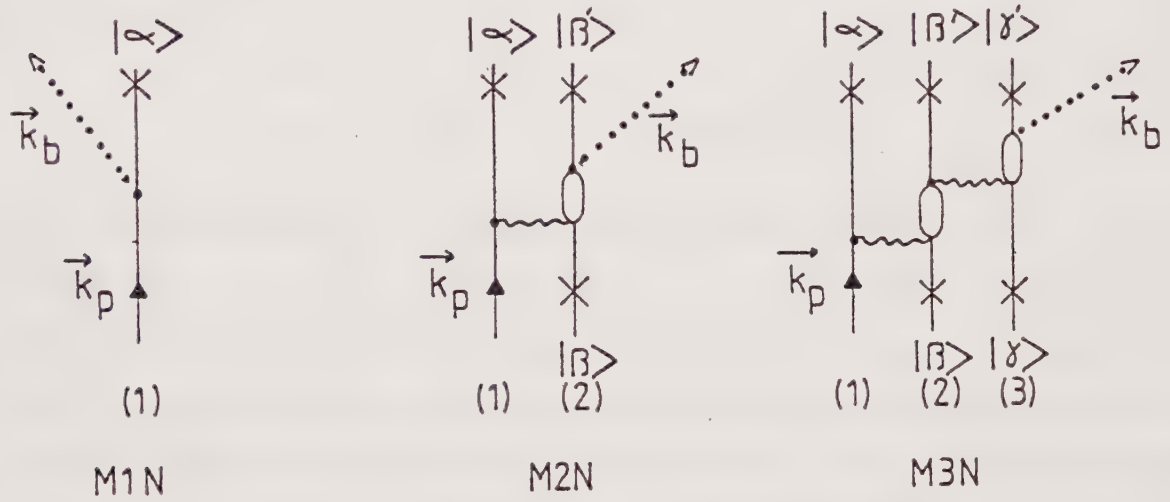



*Fig. 4.5 - Détail microscopique de la réaction de production (p,b) dans les modèles à 1, 2 et 3 nucléons.*

Les trois premiers termes - n = 1, 2, 3 - de l'amplitude de transition nucléaire totale (éqs 4.1 et 4.2), correspondant successivement aux modèles à 1, 2 et 3 nucléons, se réduisent après antisymétrisation de l'état initial aux intégrales de recouvrement suivantes :

$$T_{M1N} \propto \langle \phi_\alpha(\vec{r}_1) | \tilde{h}_1(1 \; ; \; \vec{k}_b) | k_p \rangle \qquad (4.3a)$$

$$T_{M2N} \propto \sum_{\beta\beta'} \mathcal{A} \langle \phi_\alpha(\vec{r}_1), \phi_{\beta'}(\vec{r}_2) | \tilde{h}_2(1,2 \; ; \; \vec{k}_b) | \phi_\beta(\vec{r}_2), \vec{k}_p \rangle \qquad (4.3b)$$

où $\mathcal{A}$ désigne l'opérateur d'antisymétrisation. De la même façon :

$$T_{M3N} \propto \sum_{\beta\beta'} \sum_{\gamma\gamma'} \mathcal{A} \langle \phi_\alpha(\vec{r}_1), \phi_\beta, (\vec{r}_2), \phi_\gamma, (\vec{r}_3) | \tilde{h}_3(1,2,3 ; \vec{k}_b) | \phi_\beta(\vec{r}_2), \phi_\gamma(\vec{r}_3), \vec{k}_p \rangle . \tag{4.3c}$$

où $\phi_\mu(\vec{r}_i)$ — $\mu = \alpha, \beta, \beta' \ldots$ — sont les fonctions d'onde d'état lié à une particule, les indices i = 1, 2, 3 ... se référant aux différents nucléons mis en jeu.

Notre but est, ici, d'étudier ces différents mécanismes du seul point de vue de l'impulsion transférée au noyau résiduel et de tester l'effet de la mise en jeu successive d'un nombre croissant de nucléons du noyau cible. Pour cela nous allons simplifier au maximum la formulation du problème en ignorant (momentanément !...) l'interaction aux différents vertex et en posant donc :

$$\tilde{h}_1(1 ; \vec{k}_b) = \exp(i \vec{k}_b . \vec{r}_1) \quad \text{et} \quad \text{pour } n \geq 2 ,$$

$$\tilde{h}_n(1,2 \ldots n ; \vec{k}_b) = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \ldots \delta(\vec{r}_{n-1} - \vec{r}_n) \exp(i \vec{k}_b . \vec{r}_n) \tag{4.4}$$

Dans un formalisme en ondes planes et en faisant l'approximation de portée nulle on peut montrer (voir Annexe B) que, pour chaque modèle à 1, 2, 3 ... nucléons, l'intégrale de recouvrement (membre de droite des expressions 4.3) s'écrit :

$$I_{Nn\ell}(q) = \int_0^\infty j_\ell(qr) \; R_{n\ell}(r) \; [\rho(r)]^N \; r^2 \; dr \tag{4.5}$$

où N est le nombre de nucléons du *noyau cible* entrant en jeu dans le mécanisme de la réaction et $q = |\vec{k}_p - \vec{k}_\pi|$ le moment transféré. Les quantités $j_\ell(qr)$ et $R_{n\ell}(r)$ sont respectivement la fonction de Bessel sphérique et la fonction d'onde radiale de l'état lié à une particule (de nombre quantique principal n et de moment orbital $\ell$) du nucléon de valence. $\rho(r)$ est la densité nucléaire du noyau cible.

Si l'on adopte les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique dont nous donnons ici celles des couches 1s et 1p, ainsi que leur transformée de Fourier (TF) dans l'espace des impulsions :

$$R_{1s}(r) = \frac{2}{\pi^{1/4} a^{3/2}} \exp(-r^2/2a^2) \xrightarrow{TF} Q_{1s}(q) = \sqrt{2}\, \pi^{1/4} a^{3/2} \exp(-a^2 q^2/2) \tag{4.6}$$

$$R_{1p}(r) = \sqrt{\frac{8}{3}} \frac{1}{\pi^{1/4} a^{5/2}} r \exp(-r^2/2a^2) \xrightarrow{TF} Q_{1p}(q) = \frac{2}{\sqrt{3}} \pi^{1/4} a^{5/2} q \exp(-a^2 q^2/2) \tag{4.7}$$

et si l'on considère des noyaux sphériques de masse A dont la densité nucléaire est, dans le cas de l'oscillateur harmonique :

$$\rho(r) = \frac{4}{\pi^{3/2} a^3} \left[1 + \frac{A-4}{6} \left(\frac{r}{a}\right)^2\right] \exp(-r^2/a^2) , \tag{4.8}$$

des calculs longs mais ne présentant aucune difficulté particulière permettent de montrer que l'on peut réécrire les intégrales de recouvrement $I_{Nn\ell}(q)$ (équation (4.5)) sous une forme commune aux noyaux des couches 1s et 1p, du type :

$$I_{Nn\ell}(q) = \mathcal{N}_{Nn\ell}(q) \left[Q_{n\ell}\left(\frac{q}{2N+1}\right)\right]^{2N+1} \tag{4.9}$$

où $\mathcal{N}_{Nn\ell}$ est un facteur de normalisation, qui ne dépend de q que pour les noyaux de la couche 1p, et $Q_{n\ell}$ la fonction d'onde à une particule dans l'espace des impulsions (expressions (4.6) et (4.7)).

Le comportement de ces amplitudes "d'effet de structure nucléaire" en fonction du moment transféré q est caractérisé par deux effets principaux :

i) le facteur de normalisation $\mathcal{N}_{Nn\ell}$ a un effet systématique d'atténuation de l'amplitude aux petits transferts d'impulsion ($q \lesssim 300$ MeV/c) d'autant plus important que le nombre N de nucléons du noyau cible mis en jeu est grand ;

ii) la dépendance de la fonction d'onde à une particule $Q_{n\ell}$ en fonction de $q/(2N+1)$ diminue la pente moyenne de décroissance de l'amplitude au fur et à mesure que N augmente.

Ces deux effets sont illustrés sur les figures 4.6 et 4.7 où nous avons calculé les intégrales de recouvrement $I_{Nn\ell}(q)$ pour les modèles à 1, 2, 3 et 4 nucléons dans le cas des noyaux résiduels (A + 1) d'hélium-4 et de bore-11. Le choix du $^{11}B$, guidé bien sûr par la suite de notre analyse théorique, ne pose pas de problème bien que ce ne soit pas un noyau sphérique à couche fermée ; nous avons en effet vérifié que les effets étaient tout aussi marqués dans le cas de l'oxygène-16.

Il est remarquable de noter, sur ces deux figures, à quel point un calcul si simple peut mettre aussi nettement en évidence la prépondérance successive des mécanismes à 1 puis 2, 3 ... nucléons, au fur et à mesure que l'impulsion transférée au noyau augmente. En considérant le seuil en impulsion transférée de la réaction $(p,\pi)$, aussi bien sur l'hélium-3 que sur le bore-10, il apparaît déjà clairement que le modèle à un nucléon (M1N) peut difficilement jouer un rôle important dans cette réaction, étant donné la décroissance rapide de la fonction d'onde à une particule dans l'espace des impulsions. En particulier dans le cas du $^{11}B$, si l'on garde en mémoire que les distorsions nucléaires négligées dans ce calcul auront tendance à combler les minimums, *les amplitudes correspondant aux modèles à 2 puis 3 nucléons sont très nettement dominantes* dans la plage d'impulsion transférée explorée expérimentalement, tant près du seuil de production qu'à plus haute énergie. Par contre, on remarquera dès maintenant qu'une réaction nucléaire comme $(\gamma,p)$ qui ne présente pas de seuil, autre que celui dû à l'énergie de liaison du proton extrait, sera probablement dominée *à basse énergie* par un mécanisme de *transfert direct* d'un nucléon (M1N).

Les conclusions que nous venons de tirer ici ne peuvent, bien sûr, pas être considérées comme rigoureuses, étant donné le nombre et l'importance des approximations qui ont été faites, mais elles donnent déjà des indications précieuses sur le mécanisme d'une réaction de transfert d'un nucléon.

De plus, notre calcul permet de tirer une conclusion supplémentaire qui est importante car elle ne devrait pas être sensiblement modifiée par l'introduction de l'interaction aux vertex et des distorsions nucléaires négligées ici. Cette conclusion est issue de la forme de l'expression (4.9) de l'intégrale de recouvrement, forme dont la signification physique est évidente : l'amplitude de transition est proportionnelle au produit de (2N+1) fonctions d'onde à une particule, ce qui correspond bien au fait que l'on a (2N+1) nucléons liés "actifs" couplés à un coeur, mais surtout chacune de ces fonctions d'onde à une particule est testée autour d'une impulsion $q/(2N+1)$ et non plus q. En d'autres termes, pour chaque contribution à 1, 2, ... (N+1) nucléons, *l'impulsion transférée au noyau est explicitement partagée* entre (2N+1) fonctions d'onde.

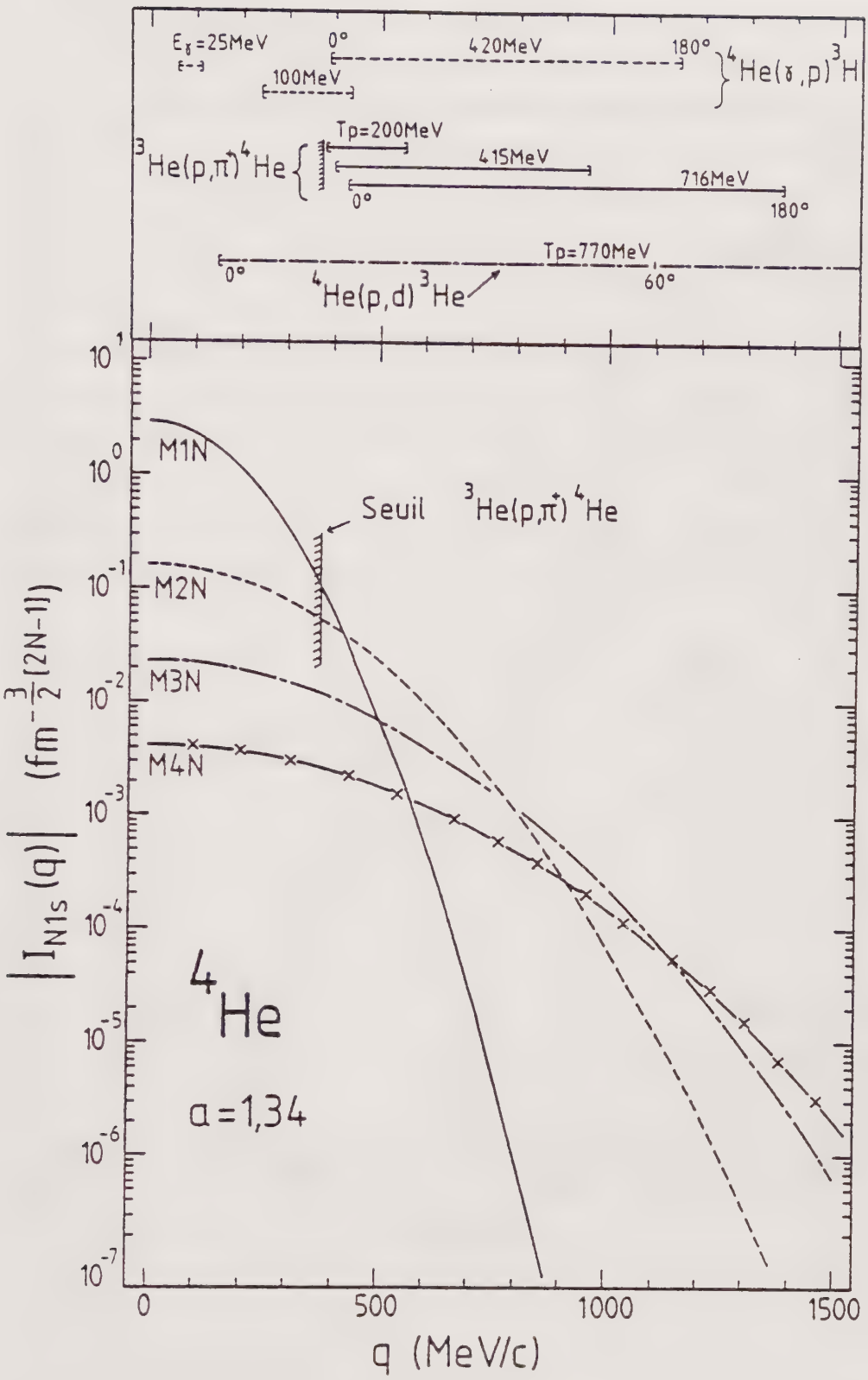



*Fig. 4.6 - Intégrales de recouvrement $I_{Nn\ell}(q)$ en fonction de l'impulsion transférée au noyau d'hélium-4 pour les moèdles à 1, 2, 3 et 4 nucléons. A titre indicatif nous montrons aussi les plages d'impulsion transférée explorées expérimentalement lors de quelques réactions de transfert typiques aux énergies intermédiaires.*

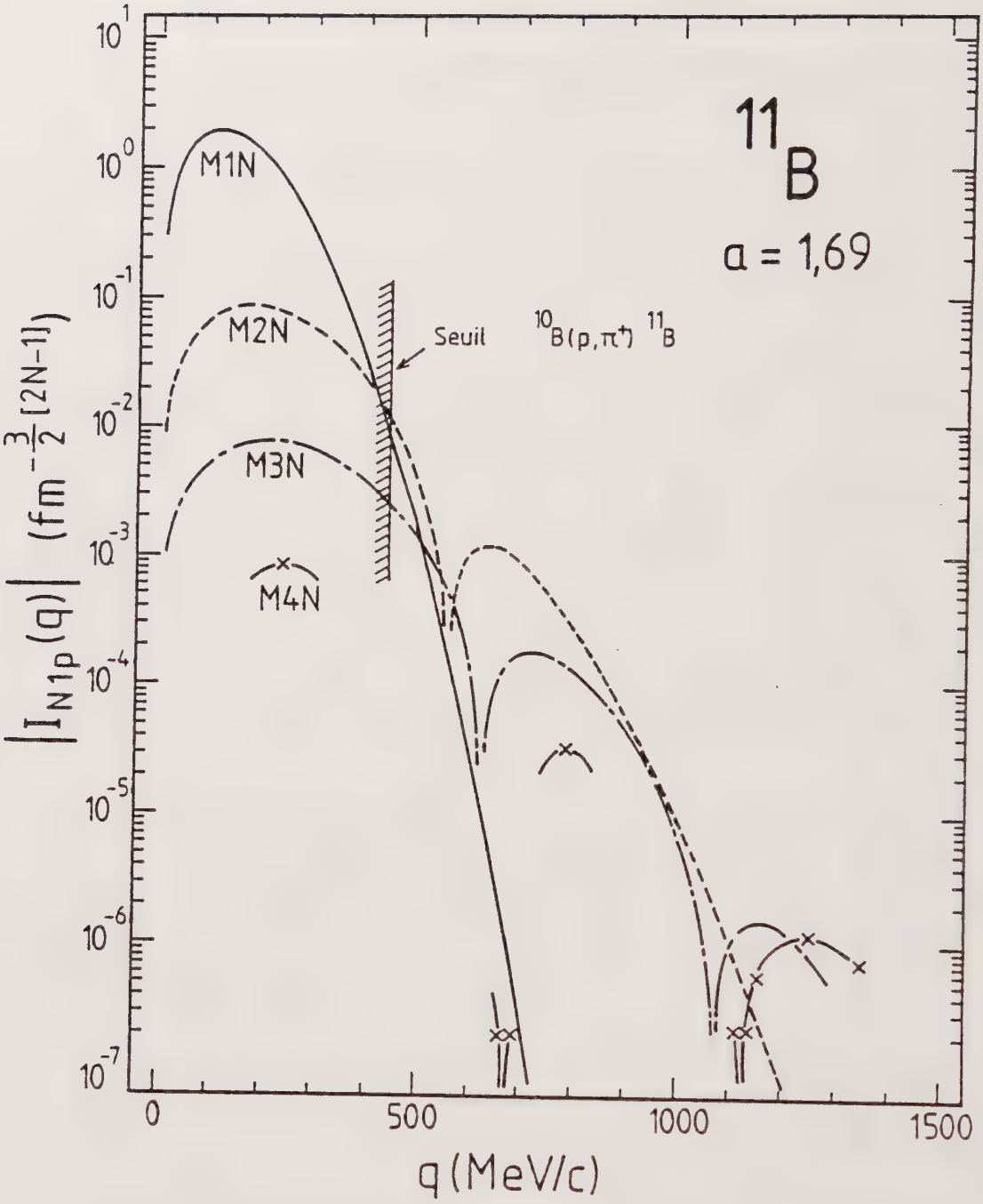



*Fig. 4.7 - Intégrales de recouvrement $I_{Nn\ell}(q)$ en fonction de l'impulsion transférée au noyau de bore-11 pour les modèles à 1, 2 et 3 nucléons (par souci de clarté nous n'avons indiqué que la position des maximums et minimums de la courbe correspondant au modèle à 4 nucléons).*

Ceci est d'une grande importance dans une réaction comme (p,π) où le seuil en impulsion transférée est énorme : le modèle à deux nucléons, par exemple, qui semble dominer le mécanisme de réaction pour des impulsions transférées comprises en gros entre 390 et 900 MeV/c, teste donc la fonction d'onde nucléaire à des impulsions comprises entre 130 et 300 MeV/c, plage où la valeur de cette fonction d'onde est supérieure de un à deux ordres de grandeur à celle testée par le modèle à un nucléon ($q \gtrsim 400$ MeV/c) (voir figure 4.8). La forte décroissance (en $e^{-\beta q^2}$) des fonctions d'onde nucléaire à une particule aura donc tendance à favoriser très nettement les mécanismes à plusieurs nucléons au détriment du transfert direct de l'impulsion par un seul nucléon, sélection dont la conséquence majeure est, semble-t-il, *l'abandon de tout espoir de tester les composantes de grande impulsion de la fonction d'onde nucléaire.*

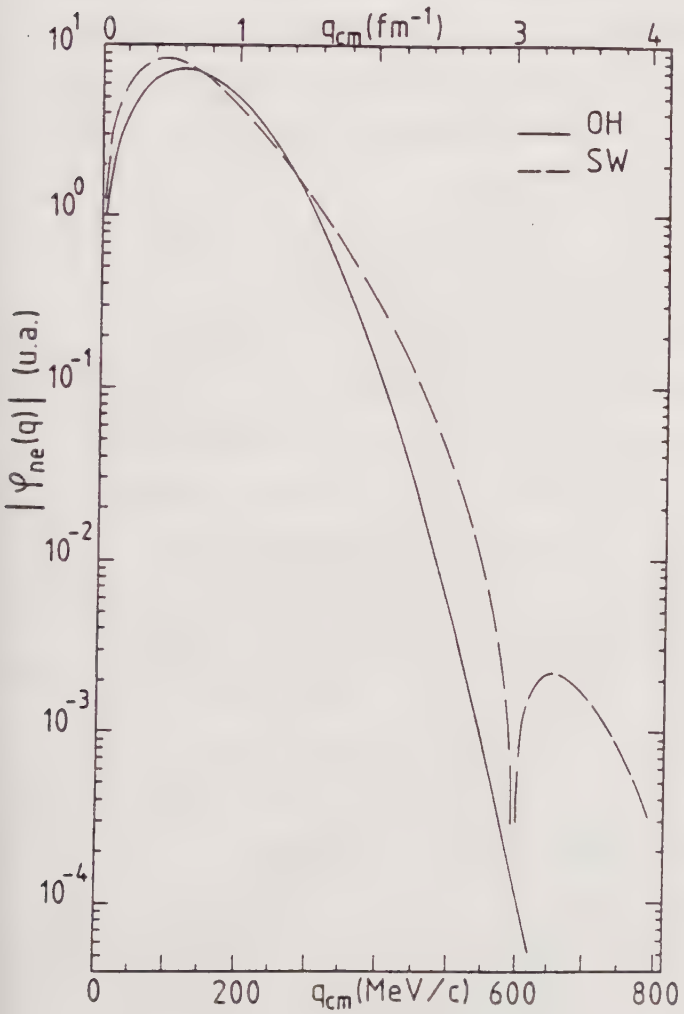



*Figure 4.8*

*Comparaison, en représentation impulsion, d'une fonction d'onde de l'oscillateur harmonique (OH) et d'une fonction d'onde calculée dans un puits de Saxon-Woods (SW) pour le neutron 1P3/2 du $^{22}B$ (voir paramètres p. 169).*

Nous terminerons ces considérations un peu approximatives par deux remarques :

i) Nous avons déjà dit que nous allions, par la suite, négliger les contributions de double diffusion du modèle à deux nucléons (2ème diagramme de la figure 4.3). Ce diagramme comporte en effet le même nombre de vertex d'interaction, et donc d'états intermédiaires, que la contribution de simple diffusion du modèle à trois nucléons (3ème diagramme de la figure 4.5). Contrairement à l'hypothèse que nous avons faite ci-dessus, le potentiel d'interaction, via la fonction de vertex et surtout le propagateur de l'état intermédiaire, est, nous le verrons, une quantité d'autant inférieure à 1 que le nombre de vertex augmente. Il est donc facile d'admettre qu'une telle double diffusion dans le modèle à 2 nucléons, où l'impulsion transférée n'est partagée qu'en 3, sera négligeable devant le modèle à 3 nucléons où celle-ci est partagée en 5 alors que les interactions restent, elles, du même ordre de grandeur. Ceci d'autant plus que nous négligerons par la suite le modèle à 3 nucléons puisqu'il ne semble jouer un rôle que pour des impulsions transférées supérieure à 800 MeV/c (ces corrections d'ordre supérieur seront en fait implicitement incluses dans le traitement phénoménologique des distortions dans les voies initiales et finales).

ii) Notre deuxième remarque porte sur le choix des fonctions d'onde nucléaire dans un modèle comme celui à 2 nucléons. Il est admis depuis longtemps que, dans le cadre du *modèle à un nucléon*, parce que l'impulsion testée est supérieure à 450 MeV/c, le choix du modèle de fonction d'onde est crucial quant à l'accord théorie-expérience obtenu (voir paragraphe 6.1). Par contre, pour le modèle à 2, 3 ... nucléons, le partage de l'impulsion transférée en 3, 5 ... fait que l'on n'atteint qu'une partie de la fonction d'onde nucléaire où tous les modèles donnent une valeur très voisine (Fig. 4.8). Le modèle à 2 nucléons étant ainsi très peu sensible au choix de telle ou telle fonction d'onde à une particule nous adopterons par la suite celles de l'oscillateur harmonique dont la forme analytique simplifie grandement les calculs.

# Chapitre 5

# LES BASES THEORIQUES DU FORMALISME UTILISE

En décrivant les principaux processus imaginables conduisant à la production d'un boson dans le noyau, nous avons, dans le chapitre précédent, introduit un certain nombre de concepts (interaction NNb, N$^*$Nb, états intermédiaires ...) dont il nous faut maintenant donner une forme théorique explicite. Notre but étant d'utiliser et non d'établir un formalisme mathématique issu de la théorie quantique des champs, nous résumerons dans ce chapitre l'origine et les principales procédures de dérivation des expressions théoriques que nous utiliserons dans notre analyse.

## 5.1. LA DENSITE DE LAGRANGIEN.

De façon générale, la densité de Lagrangien totale pour un système en interaction s'écrit :

$$\mathcal{L}_{tot} = \mathcal{L}_o + \mathcal{L}_{int} \qquad (5.1)$$

où la densité de Lagrangien libre $\mathcal{L}_o$, correspondant à la notion classique d'énergie cinétique, s'applique a priori à toutes les particules élémentaires imaginables du système :

$$\mathcal{L}_o = \mathcal{L}_N + \mathcal{L}_\Delta + \mathcal{L}_\gamma + \mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_\rho + \ldots \qquad (5.2)$$

Chacune de ces densités de Lagrangien élémentaires est issue de l'équation du mouvement libre de la particule correspondante ; dans le cas du nucléon, par exemple, la densité de Lagrangien de Dirac est simplement :

$$\mathcal{L}_N = \bar{\psi}_N \, (\gamma_\mu \, p^\mu - m_N) \, \psi_N \qquad (5.3)$$

où $\psi_N$ et $m_N$ sont respectivement le champ de Dirac et la masse au repos du nucléon.

De même, la densité de Lagrangien d'interaction $\mathcal{L}_{int}$ sera a priori, si l'on n'inclut que les vertex d'interaction simples à trois branches, la somme de toutes les contributions imaginables :

$$\mathcal{L}_{int} = \mathcal{L}_{\gamma NN} + \mathcal{L}_{\pi NN} + \mathcal{L}_{\rho NN} + \mathcal{L}_{\gamma N\Delta} + \mathcal{L}_{\pi N\Delta} + \ldots \qquad (5.4)$$

Un calcul exact prenant en compte toutes les contributions n'est bien sûr pas possible et l'on choisira pour chaque cas particulier celles que l'on jugera dominantes, ce qui revient à tronquer les sommations (5.2) et (5.4).

5.1.1. Les densités de Lagrangien d'interaction.

La forme explicite de chacune des densités de Lagrangien d'interaction de l'expression (5.4) est obtenue de façon plus ou moins phénoménologique à partir de la théorie quantique des champs et des caractéristiques observées du boson entrant dans l'interaction. La mieux établie est par exemple, dans le cadre de l'électrodynamique quantique, l'interaction NNγ obtenue en opérant la "substitution minimale" :

$$\partial^\mu \rightarrow \partial^\mu - i \, e \, A^\mu \, , \qquad (5.5)$$

due à la présence du champ électromagnétique, dans la densité de Lagrangien de Dirac libre (équation (5.3)). A cette densité de Lagrangien libre s'ajoute alors simplement la densité de Lagrangien d'interaction :

$$\mathcal{L}_{NN\gamma} = e \, \bar{\psi}_N \, \gamma_\mu \, \psi_N \, A^\mu \qquad (5.6)$$

qui est bien le couplage d'un champ vectoriel électromagnétique $A^\mu$ avec un courant vecteur $i \, \bar{\psi}_N \, \gamma_\mu \, \psi_N$ correspondants aux caractéristiques du photon $\gamma$ ($J^\pi = 1^-$). Cette expression est la plus simple possible mais elle n'est pas la seule : toute autre forme respectant les propriétés d'invariance par transformation de Lorentz d'un vec-

teur polaire est acceptable. De fait, on a montré par exemple que pour expliquer les moments magnétiques anormaux des nucléons il fallait ajouter un terme à l'expression (5.6) de $\mathcal{L}_{NN\gamma}$ :

$$\mathcal{L}_{NN\gamma} = e\,\bar{\psi}_N\left(\gamma_\mu + i\,\frac{\kappa_N}{2m_N}\,\sigma_\mu^\nu\,q_\nu\right)\psi_N\,A^\mu \qquad (5.7)$$

où $\kappa_N$ est le moment magnétique anormal du nucléon, $\sigma_\mu^\nu$ le tenseur de spin et $q_\nu$ le quadrivecteur impulsion du photon $\gamma$ ; c'est à partir de cette expression que l'on dérivera la forme non-relativiste de l'interaction $\Gamma_{NN\gamma}$ utilisée pour l'analyse de la réaction $(\gamma,p)$.

Sans entrer dans les détails puisque nous ne l'utiliserons pas, remarquons que, par analogie avec le photon $\gamma$, la densité de Lagrangien d'interaction pour tout méson vecteur ($J^\pi = 1^-$), tel que le méson $\rho$ par exemple, se construit de façon identique ; dans l'expression (5.6) seuls la constante de couplage ($e \to g_\rho$) et le champ vectoriel ($A^\mu \to \phi_\rho^\mu$) changent.

Beaucoup plus important pour nous est l'interaction d'un méson pseudo-scalaire ($J^\pi = 0^-$) comme le pion, avec un nucléon ; le principe de "simplicité maximum" suggère une densité de Lagrangien du type :

$$\mathcal{L}_{NN\pi}^{PS} = i\,g_{NN\pi}\,\bar{\psi}_N\,\gamma_5\,\psi_N\,\phi_\pi\ , \qquad (5.8)$$

couplage du champ pseudo-scalaire $\phi_\pi$ et d'une densité pseudo-scalaire $i\,\bar{\psi}_N\,\gamma_5\,\psi_N$ où la matrice de Dirac $\gamma_5$ (quantité pseudo-scalaire) est introduite pour tenir compte de la parité négative (non naturelle) du pion et de la conservation de cette parité dans l'interaction forte.

Un autre choix possible, un peu plus compliqué est la densité de Lagrangien dérivative (appelée le plus souvent "pseudo-vectorielle"[†]) :

$$\mathcal{L}_{NN\pi}^{PV} = i\,\frac{f_{NN\pi}}{m_\pi}\,\bar{\psi}_N\,\gamma_\mu\,\gamma_5\,\psi_N\,q^\mu\,\phi_\pi \qquad (5.9)$$

[†] L'appellation "pseudo-vectorielle" est abusive dans la mesure où elle ne provient que de la présence de la quantité pseudo-vectorielle $\gamma_\mu\gamma_5$ dans l'espression (5.9) qui reste le couplage d'un champ pseudo-scalaire $\phi_\mu$ et d'une quantité pseudo-scalaire $i\,\bar{\psi}_N\,\gamma_\mu\,\gamma_5\,\psi_N\,q^\mu$ tel que l'exige le caractère d'invariance de Lorentz du méson $\pi$.

Ces deux couplages sont équivalents ("théorème d'équivalence" [DYS48]) pour l'interaction d'un pion avec un nucléon libre et l'on a alors la relation $f_{NN\pi}/m_\pi = g_{NN\pi}/2m_N$. Par contre leur comportement hors-couche est très différent : contrairement au couplage pseudo-vectoriel, l'interaction pseudo-scalaire couple fortement (via la matrice $\gamma_5$) les petites et grandes composantes du champ de Dirac $\psi_N$ ce qui a pour conséquence d'augmenter la contribution des paires nucléon-antinucléon au vertex d'interaction dans la matière nucléaire. Le choix entre ces deux interactions n'est pas facile : historiquement, le couplage pseudo-scalaire a été préféré dans la mesure où il n'est pas dérivatif et où il est renormalisable ; de plus la constante de couplage $g_{NN\pi}$, tout comme celle de l'interaction électromagnétique e est une quantité sans dimension alors que la constante $f_{NN\pi}$ contenue dans (5.9) a la dimension d'une longueur.

D'un autre côté l'utilisation du couplage pseudo-vectoriel est suggérée par l'interprétation de la diffusion pion-nucléon à basse énergie (voir plus bas la diffusion dans l'onde-S) et de récents calculs *relativistes* de la réaction (p,π), dans le cadre du modèle à un nucléon, ont montré que ce couplage donne un bien meilleur résultat [MIL78, COO81].

La réduction non-relativiste de ces deux couplages NNπ est, au premier ordre, équivalente. Malheureusement, il a été prouvé depuis longtemps que cette réduction non relativiste conduit à une ambiguïté [CHE68, BAR69] qu'il est difficile de lever [FRI74, MIL74a, LEE76, LEB77, HEC78].

Il ne nous reste plus, pour terminer, qu'à définir le cas de la résonance Δ : si $\psi^\mu_\Delta$ est le champ de Rarita-Schwinger associé à une particule de spin 3/2 [RAR41] et obtenu par couplage d'un spineur de Dirac (s = 1/2) et d'un vecteur de polarisation (s = 1) [BRU66, RUS66], le couplage minimum associé au vertex ΔNγ s'écrira :

$$\mathcal{L}_{\Delta N\gamma} = i\, e_\Delta\, \overline{\psi}_N\, \gamma_5 \gamma^\mu\, \psi^\nu_\Delta\, (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \qquad (5.10)$$

Quant à l'interaction ΔNπ, nous aurons :

$$\mathcal{L}_{\Delta N\pi} = i\, \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi}\, \overline{\psi}^\mu_\Delta\, q_\mu\, \psi_N\, \phi_\pi + \text{conjugué hermitique.} \qquad (5.11)$$

5.1.2. La réduction non-relativiste de la fonction de vertex.

Utilisant les notations de l'article de revue de Weber et Arenhövel [WEB78a] nous appellerons "fonction de vertex" $\Gamma_{BBb}(p,p')$ l'amplitude de transition élémentaire entre un état initial à un baryon B et un état final à un baryon B* et un boson b. Compte tenu de la conservation de l'énergie et de l'impulsion au vertex, nous aurons :

$$\Gamma_{B^*Bb}(p,p') \equiv \langle B^*(p'),b(q)|\mathcal{L}|B(p)\rangle \qquad (5.12)$$

où p, p' et q sont respectivement les quadrivecteurs impulsion du baryon initial, du baryon final et du boson b, $\mathcal{L}$ étant une densité de Lagrangien telle que nous l'avons définie précédemment.

Par souci de clarté, nous avons jusqu'ici fait abstraction des caractéristiques de spin et d'isospin de l'interaction ; afin d'illustrer l'expression complète de la fonction de vertex nous allons considérer le cas de l'interaction pseudo-scalaire NNπ schématisée sur la figure (5.1). Compte-tenu de l'expression (5.8) de $\mathcal{L}^{PS}_{NN\pi}$, la fonction de vertex s'écrira explicitement :

$$\Gamma_{NN\pi}(p,p') = i\, g_{NN\pi}\, \bar{u}(p',s')\, \gamma_5\, u(p,s)\, \vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi(q) \qquad (5.13)$$

où u(p,s) est le spineur de Dirac associé au nucléon. Le produit scalaire $\vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi$ de l'opérateur d'isospin (matrices de Pauli) et de la fonction d'onde du pion considérée comme un vecteur de l'espace d'isospin (figurant les trois états de charge du pion) assure l'invariance de l'interaction dans l'espace d'isospin.

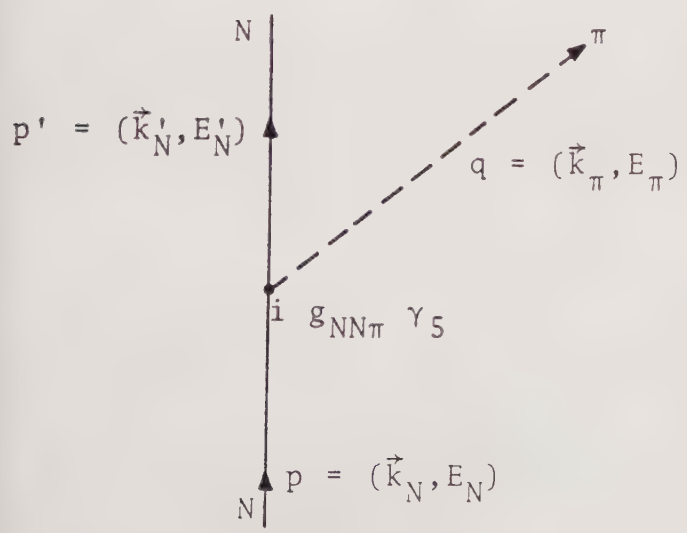



*Figure 5.1*

*Schématisation du vertex d'interaction NNπ pseudo-scalaire.*

L'utilisation de l'expression relativiste (5.13) de la fonction de vertex $\Gamma_{NN\pi}$ est délicate et un traitement microscopique purement relativiste est souvent extrêmement compliqué sinon impossible dans la plupart des cas pratiques. Nous devons alors nous contenter d'une approximation non-relativiste. Nous n'exposerons pas ici la technique de réduction non relativiste pour toutes les interactions dont nous avons parlé ; elle est bien connue dans le cas $NN\pi$ et conduit à l'expression :

$$\Gamma_{NN\pi}(\vec{k}_N, \vec{k}_\pi) = i \frac{g_{NN\pi}}{2m_N} \vec{\sigma}.(\vec{k}_\pi - \alpha\vec{k}_N) \ (\vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi) \qquad (5.14)$$

où $\vec{\sigma}$ est l'opérateur de spin (matrice de Pauli) associé au nucléon. Le paramètre $\alpha$ traduit l'ambiguïté dont nous avons parlé au paragraphe précédent : il varie, selon les auteurs et l'approximation utilisée, de $\alpha = 0$ (approximation statique) à $\alpha = E_\pi/m_N$ où $E_\pi$ est l'énergie totale du pion émis (approximation invariante de Galilée).

Un exemple de la méthode de réduction non-relativiste est donnée en Annexe A dans le cas, plus compliqué, de l'interaction $\Delta N\pi$.

## 5.2. LE PROLONGEMENT HORS-COUCHE.

### 5.2.1. La constante de couplage.

Nous n'avons jusqu'ici donné aucun détail sur les constantes de couplage qui caractérisent l'intensité de l'interaction au point-vertex. Dans le cas d'une interaction libre (sur couche de masse), on peut avoir une idée plus ou moins précise de leur valeur numérique à partir de l'expérience.

Pour l'interaction $NN\pi$ cette constante de couplage est relativement bien connue ; en particulier, les analyses les plus récentes à partir des relations de dispersion de la diffusion libre $\pi^+ p$ et de l'analyse en onde partielle de la diffusion libre nucléon-nucléon donne pour $g_{NN\pi}$

$$\frac{g^2_{NN\pi}}{4\pi} \approx 14{,}5 \pm 0{,}5 \qquad (5.15)$$

ce qui, compte tenu de la relation d'équivalence

$$\frac{f_{NN\pi}}{m_\pi} = \frac{g_{NN\pi}}{2m_N} \qquad (5.16)$$

donne :

$$\frac{f^2_{NN\pi}}{4\pi} \simeq 0,081 \pm 0,003 \qquad (5.17)$$

Dans le cas d'une résonance baryonique N* la situation est plus confuse et une incertitude plus ou moins grande existe quant à la valeur numérique de la constante de couplage $f_{N^*N\pi}$ de l'interaction $N^*N\pi$. Une méthode "expérimentale" généralement admise pour extraire cette valeur est la relation qui existe entre $f_{N^*N\pi}$ et la largeur $\Gamma_o$ de la résonance baryonique N* libre observée expérimentalement dans la voie de désintégration $N^* \to N + \pi$ : pour une résonance de spin J, d'isospin T et de moment orbital interne $\ell$, nous avons, dans l'approximation statique :

$$\Gamma_o(N^* \to N\pi) = \frac{f^2_{N^*N\pi}}{4\pi} \frac{2m_N}{m_\pi^{2\ell} M^*} k^{*(2\ell+1)}_{N\pi} \frac{\ell!}{(2\ell+1)!!} \frac{|\langle J \| \sigma^{[\ell]} \| 1/2 \rangle \langle T \| \tau^{[1]} \| 1/2 \rangle|^2}{(2J+1)(2T+1)} \qquad (5.18)$$

où M* est la masse de la résonance et $k^*_{N\pi}$ l'impulsion dans le repère N* du pion émis lors de la désintégration à deux corps $N + \pi$

Nous donnons dans le tableau (5.1) les constantes de couplage de l'interaction $N^*N\pi$ pour les trois principales résonances baryoniques que nous utiliserons par la suite ainsi que, à titre de comparaison, les valeurs prédites par différentes théories (théorie de Chew-Low, théorie des quarks par exemple).

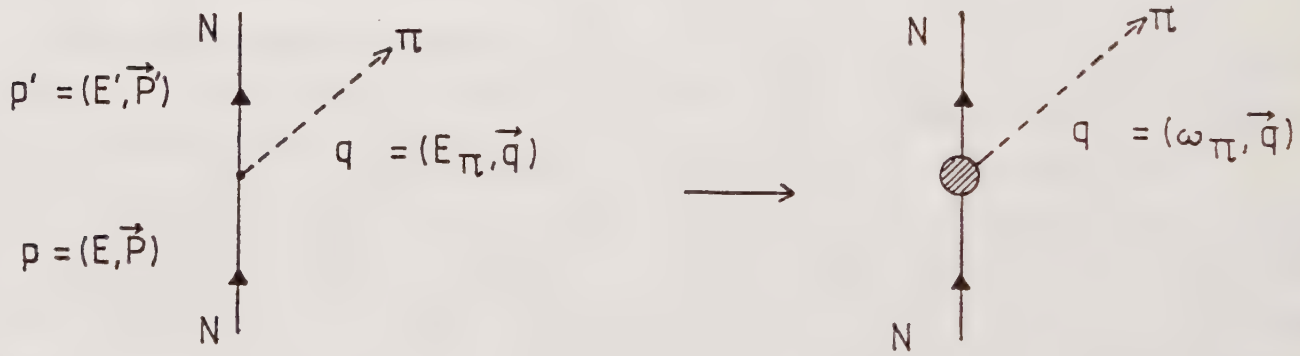
Tableau 5.1 - Valeur de la constante de couplage $f^2_{N^*N\pi}/4\pi$ pour les trois principales résonances baryoniques. a) A partir de la formule (5.18) ; b) théorie de Chew-Low [BRO75] ; c) théorie des quarks [GRE76] d) valeur semi-expérimentale issue d'une reformulation plus élaborée de l'équation (5.18) [HOH72].

| | "Expérience" | Théorie | | |
|---|---|---|---|---|
| | a) | b) | c) | d) |
| Δ(1232) | 0,37 | 0,32 | 0,23 | 0,27 |
| N(1470) | 0,0075 | | | |
| N(1520) | 0,0027 | | | |

5.2.2. Les facteurs de forme de prolongement hors-couche.

Pour discuter de la valeur numérique des constantes de couplage nous avons pris la précaution, dans le paragraphe précédent, d'utiliser le mot *libre* tant pour les diffusions πN et NN que pour la désintégration des résonances baryoniques. En effet, dès que l'on veut utiliser les interactions élémentaires définies précédemment dans la matière nucléaire et en particulier pour décrire des états intermédiaires plus ou moins complexes, ni le pion, ni les nucléons ou la résonance baryonique ne sont libres : ils se déplacent dans le champ du noyau atomique ; ceux-ci sont alors des particules virtuelles, hors de leur couche de masse.

Dans le cas de l'interaction NNπ dans le noyau par exemple, le pion étant hors-couche nous n'avons plus la relation habituelle entre l'énergie totale et l'impulsion (Fig. 5.2). L'impulsion $|\vec{q}|$ de ce pion intermédiaire peut alors prendre toutes les valeurs possibles de zéro à l'infini, ce qui conduit généralement à des problèmes de divergence.




$$E_\pi = E - E'$$
$$\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$$
$$E_\pi^2 = \vec{q}^2 + m_\pi^2$$

a)

$$\omega_\pi = E - E'$$
$$\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$$
$$\omega_\pi^2 \neq \vec{q}^2 + m_\pi^2$$

b)

*Fig. 5.2 - Vertex d'interaction. a) Pour un pion libre émis par un nucléon hors-couche ; b) pour un pion dans la matière nucléaire.*

Une façon phénoménologique d'éviter ce problème est d'introduire un facteur de forme au vertex qui permette d'atténuer la force de l'interaction pour les grandes valeurs de $|\vec{q}|$ [FER62,BRY69]. De façon plus générale, on écrira que la quantité $\tilde{f}$ qui caractérise l'intensité de l'interaction au vertex *dans la matière nucléaire* n'est plus une constante mais varie avec les quadri-impulsions mise en jeu au vertex :

$$\tilde{f}(p^2,p'^2,q^2) = f(m_N^2,m_N^2,m_\pi^2)\ F(p^2,p'^2,q^2) \qquad (5.19)$$

où $f(m_N^2,m_N^2,m_\pi^2)$ est la constante de couplage libre définie au paragraphe précédent. La paramétrisation du *facteur de forme* $F(p^2,p'^2,q^2)$ est plus au moins arbitraire et varie selon les auteurs. A priori, elle doit être factorisée en trois facteurs de forme distincts correspondant aux trois particules virtuelles intervenant au vertex. On considère cependant que les *nucléons* sont toujours sur leur couche de masse ; pour les résonances baryoniques la plupart des auteurs se contente de tenir compte de leur comportement hors-couche par un facteur de forme dans *la largeur* de cette résonance (voir éq. (5.27)) ; par souci de cohérence nous conserverons aussi un facteur de forme au vertex. A titre d'exemple, le couplage $N^*N\pi$ se paramétrisera selon la forme suivante :

$$f_{N^*N\pi}(p^2,p'^2,q^2) = f_{N^*N\pi}\left[F_\pi(q^2)\ F_{N^*}(p'^2)\right]^\ell \qquad (5.20)$$

où $\ell$ est le moment orbital intrinsèque de la résonance $N^*$ et où l'on a posé pour le nucléon $F_N(p^2) \equiv 1$.

Le facteur de forme du pion est paramétrisé sous la forme :

$$F_\pi(q^2) = \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2} \rightarrow \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 + \vec{q}^2} \qquad (5.21)$$

où l'on ne conserve généralement que la dépendance en $|\vec{q}|$ en faisant l'approximation de transfert d'énergie nul ($q^2 = \omega^2 - \vec{q}^2$ avec $\omega = 0$). On notera que ce facteur de forme est normalisé à 1 lorsque le pion est émis sur sa couche de masse ($q^2 = m_\pi^2$).

Quant au facteur de forme de la résonance baryonique nous l'écrirons :

$$F_{N^*}(k_\pi^2) = \frac{\Lambda_{N^*}^2 + \vec{k}_{N\pi}^{*2}}{\Lambda_{N^*}^2 + \vec{k}_\pi^2} \qquad (5.22)$$

où $\vec{k}_\pi$ est l'impulsion du pion émis par la résonance dans la matière nucléaire et $\vec{k}_{N\pi}^*$ l'impulsion du pion émis lors de la désintégration à deux corps *libre* $N^* \to N\pi$. Ce facteur de forme est bien sûr normalisé à 1 pour une résonance libre ($k_\pi = k_{N\pi}^*$).

On notera enfin que les "masses régulatrices" $\Lambda_\pi$ et $\Lambda_{N^*}$ sont des paramètres assez mal connus.

## 5.3. LE PROPAGATEUR D'UN ETAT INTERMEDIAIRE.

Conformément à la théorie des perturbations l'amplitude de transition entre un état initial $|i\rangle$ et un état final $|f\rangle$ s'écrira :

$$T_{i\to f} = \langle f|H|i\rangle - \sum_n \frac{\langle f|H|n\rangle\langle n|H|i\rangle}{E_n - E} \qquad (5.23)$$

où le propagateur $G_n = 1/(E_n - E)$ caractérise le caractère virtuel de l'état intermédiaire $|n\rangle$. Ce propagateur est une quantité, inférieure à 1, d'autant plus petite que l'énergie $E_n$ de l'état intermédiaire s'écarte de l'énergie commune E des états initial et final. Cette remarque est importante dans la mesure où elle permet d'éliminer, a priori, un grand nombre de contribution imaginable dont le propagateur serait visiblement négligeable.

Anticipant sur les chapitres suivants, considérons l'exemple du modèle à deux nucléons (correspondant à la généralisation du deuxième terme de l'équation (5.23), le premier décrivant le M1N) avec l'excitation d'une résonance $N^*$ dans l'état intermédiaire: le graphe de la figure 5.3 se compose de trois vertex $NN\pi$, $NN^*\pi$ et $NN^*b$ et de deux états intermédiaires $|1\rangle$ et $|2\rangle$.

Conformément à la définition de la fonction de vertex donnée précédemment, l'interaction correspondant à ce diagramme s'écrit alors :

$$H_{NN \to NNb} = \Gamma_{NN^{*}b}(\vec{k}_b) \frac{1}{(E_2 - E)} \Gamma_{NN^{*}\pi}(\vec{q}) \frac{1}{(E_1 - E)} \Gamma_{NN\pi}(\vec{q}) \qquad (5.24)$$

où q et $k_b$ se réfèrent aux impulsions du pion virtuel et du boson émis. Il faut cependant noter que le graphe de la figure 5.3, tel qu'il est représenté ici, préjuge d'un certain ordre chronologique que rien, a priori, ne justifie.

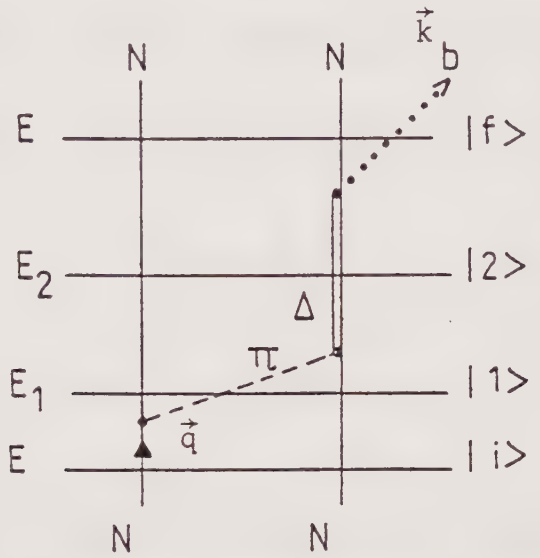
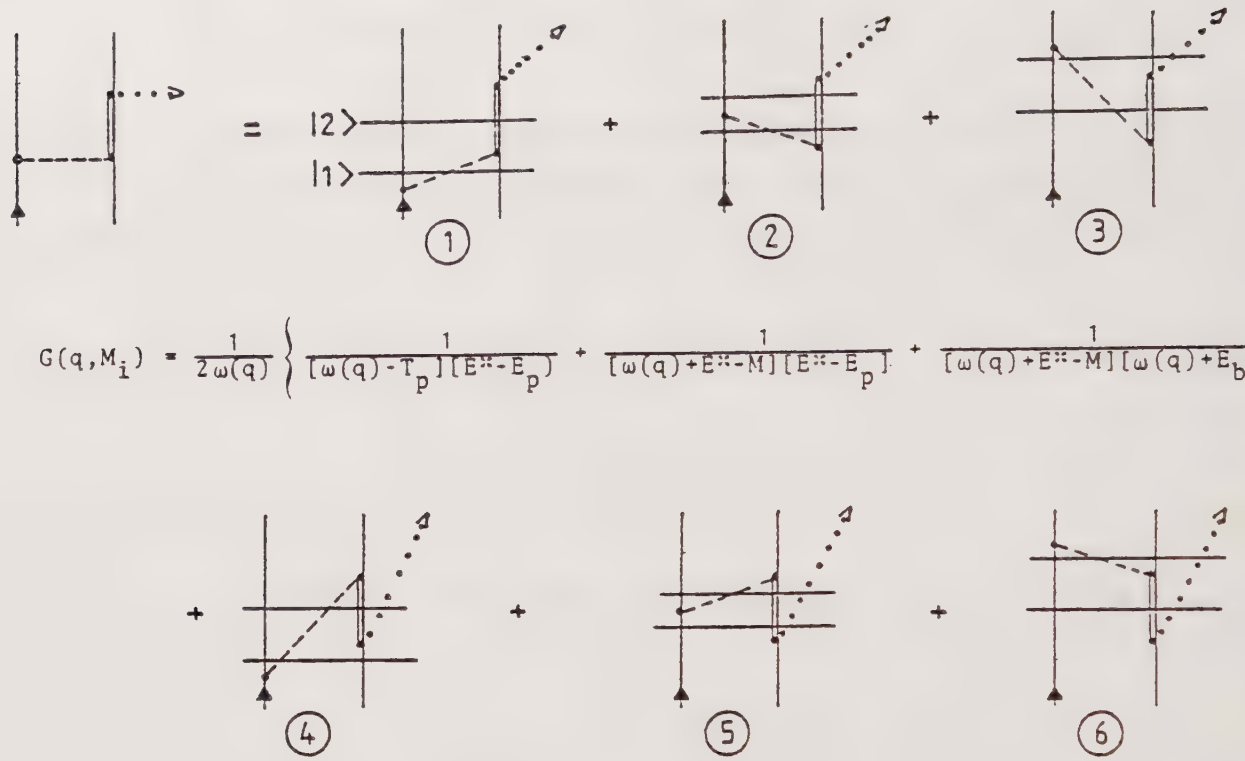



*Fig. 5.3 - Contribution d'onde P du modèle à 2 nucléons définissant les différents états intermédiaires.*

En effet, du point de vue d'un calcul purement relativiste, un diagramme de Feynmann n'a nul besoin d'une telle discrimination chronologique puisque le temps est une coordonnée intrinsèque d'un tel calcul. Par contre, dans un traitement non relativiste basé sur un développement en termes perturbatifs indépendants du temps, la sommation apparaissant dans l'équation (5.23) porte non seulement sur les différentes configurations d'interaction que l'on puisse imaginer, mais aussi sur la décomposition chronologique de chacune de ces configurations. Cette dernière sous-sommation revêt cependant une forme relativement simple puisque, pour chacun des termes les interactions aux vertex étant identiques, la sommation ne porte que sur les propagateurs.

Dans le cas du modèle à deux nucléons cette décomposition chronologique portant sur les produits de propagateurs de l'équation (5.24) se compose de 6 termes (Fig. 5.4) :




$$G(q,M_i) = \frac{1}{2\omega(q)} \left\{ \frac{1}{[\omega(q)-T_p][E^{\ast}-E_p]} + \frac{1}{[\omega(q)+E^{\ast}-M][E^{\ast}-E_p]} + \frac{1}{[\omega(q)+E^{\ast}-M][\omega(q)+E_b]} \right.$$

$$\left. + \frac{1}{[\omega(q)-T_p][E^{\ast}-E_p+\omega(q)+E_b]} + \frac{1}{[E^{\ast}-M+E_b][E^{\ast}-E_p+\omega(q)+E_b]} + \frac{1}{[E^{\ast}-M+E_b][\omega(q)+E_b]} \right\} \qquad (5.25)$$

*Fig. 5.4 - Décomposition du diagramme de Feynmann associé au modèle à deux nucléons en ses différentes contributions d'ordre chronologique.*

où $E_p$, $E_b$ et $E^{\ast}$ sont respectivement les énergies totales du projectile, du boson émis et de la résonance intermédiaire, M et $T_p$ la masse et l'énergie cinétique du proton incident. $\omega(q)$ est l'énergie totale du pion virtuel se propageant entre les deux nucléons (pour alléger la notation on a posé $q = |\vec{q}|$)

$$\omega(q) = \sqrt{|\vec{q}|^2 + m_\pi^2} \qquad (5.26)$$

Le facteur $1/2\omega(q)$ qui multiplie la sommation des propagateurs provient de la normalisation de la fonction d'onde du pion virtuel.

On remarquera que, dans l'expression (5.24), nous avons négligé l'énergie de liaison des nucléons liés dans les noyaux cible et final en prenant pour énergie commune E des états $|i\rangle$ et $|f\rangle$ :

$$E = 2M + T_p = 2M + E_b \ . \qquad (5.27)$$

Cette approximation est tout à fait justifiée puisqu'elle suppose l'égalité entre $T_p$ et $E_b$, égalité vérifiée à mieux que 5% pour la réaction $(p,\pi)$ à 600 MeV, par exemple. On notera, par ailleurs, que cette égalité simplifie l'expression (5.25) du propagateur.

Nous terminerons ce paragraphe en définissant l'énergie $E^*$ de la résonance intermédiaire. Cette résonance, de moment orbital interne $\ell$, étant virtuelle, on définit généralement son énergie comme (cas de l'émission d'un pion) :

$$E^* = M^* + T^* + i \frac{\Gamma_o}{2} \left( \frac{k_\pi}{k^*_{N\pi}} \right)^{(2\ell+1)} \left[ F_{N^*}(k_\pi^2) \right]^\ell \qquad (5.28)$$

où $M^*$, $T^*$ et $\Gamma_o$ sont respectivement sa masse, son énergie cinétique et sa largeur propre, à l'état libre. Nous avons vu (éq. 5.18) que la largeur propre $\Gamma_o$ était proportionnelle à $k^{*(2\ell+1)}_{N\pi}$ : le pion émis dans le noyau ayant une impulsion $k_\pi$, si nous voulons conserver la valeur expérimentale $\Gamma_o$ il nous faut corriger cette largeur du facteur $(k_\pi/k^*_{N\pi})^{(2\ell+1)}$. Quant au facteur de forme $F_{N^*}$ reflétant le comportement hors-couche de la résonance il a été défini au paragraphe précédent (éq. 5.22) (voir note page 196).

## 5.4. LA DIFFUSION DANS L'ONDE S.

La diffusion pion-nucléon à basse énergie est généralement schématisée (Fig. 4.4) par un vertex effectif $\pi\pi NN$ à quatre branches. Ce vertex est en fait une représentation qui regroupe différentes contributions à très courte portée de la diffusion pion-nucléon. Dans un modèle dynamique plus précis, cette diffusion dans l'onde S se compose de trois termes principaux (Fig. 5.5).

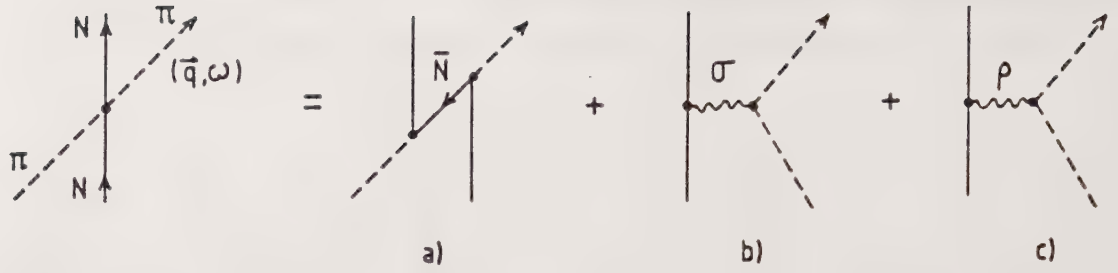



*Fig. 5.5 - Principales contributions à la diffusion pion-nucléon dans l'onde S.*

La contribution fortement répulsive du terme de paire nucléon-antinucléon (Fig. 5.5.a) provenant du couplage pseudo-scalaire dans l'approximation de Born est presque exactement annulée par la contribution fortement attractive dú terme d'échange de deux pions dans l'état d'isospin T = 0 (méson σ, Fig. 5.5.b). La principale contribution sera donc donnée par le terme d'échange d'un méson ρ [WEI67].

L'utilisation d'un tel modèle dynamique, en particulier dans le cas de la diffusion πN hors couche, présentant de nombreuses difficultés, on préfère généralement représenter la diffusion pion-nucléon dans l'onde S par un lagrangien phénoménologique [KLE55] utilisé avec succès dans le cas de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^+$ près du seuil de production [KOL66, GOP74, GOP75] :

$$\mathcal{L}_{OS} = 4\pi \frac{\lambda_1}{m_\pi} \bar{\psi}\vec{\phi}.\vec{\phi}\psi + 4\pi \frac{\lambda_2}{m_\pi^2} \bar{\psi}\vec{\tau}.(\vec{\phi} \times \vec{\pi})\psi \qquad (5.29)$$

où $\vec{\pi}$ est le champ conjugué du champ de pion :

$$\vec{\pi} = \frac{\partial \vec{\phi}}{\partial t} = -i\,\omega\,\vec{\phi} \qquad (5.30)$$

Le premier terme de ce lagrangien, de nature isoscalaire, résume les deux premières contributions de la figure 5.5. Quant au second terme, le seul qui autorise une diffusion avec échange de charge, il correspond essentiellement au diagramme d'échange d'un méson ρ.

Les constantes de couplage $\lambda_1$ et $\lambda_2$ s'obtiennent à partir des déphasages de la diffusion $\pi N$ libre dans l'onde S [GOP74,GOP75] :

$$\lambda_1 = -\frac{1}{6}\frac{m_\pi}{q}\left[\delta_1(q) + 2\delta_3(q)\right] \qquad (5.31a)$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{6}\frac{m_\pi}{q}\frac{m_\pi}{\omega}\left[\delta_1(q) - \delta_3(q)\right] \qquad (5.31b)$$

où les indices 1 et 3 des déphasages $\delta_{2\ell+1}(q)$ correspondent au moment orbital interne ($\ell = 0,1$) du système pion-nucléon. La plus récente détermination de ces déphasages [ROW78] donne, dans la limite des très basses énergies de pion ($\omega \sim m_\pi$) :

$$\lambda_1 = 0,0018 \quad \text{et} \quad \lambda_2 = 0,047 \qquad (5.32)$$

La faible valeur de $\lambda_1$, comparée à $\lambda_2$, indique bien une forte interférence destructive entre les contributions des diagrammes a) et b) de la figure 5.5, au moins pour la diffusion pion-nucléon libre.

Chapitre 6

# LES PRINCIPALES APPROCHES THEORIQUES

Parallèlement au développement d'une étude expérimentale de plus en plus importante, une quantité impressionnante de travaux théoriques [FEA80] ont été consacrés à l'étude de la réaction (p,π) et aux difficultés connexes. De plus, de nombreux articles de revue (voir, pour les plus complets, [HOI79c, MEA79, DIL80a et FEA81]) et une récente conférence (Bloomington 1981 [WOR81]) ont tenté de faire le point sur notre compréhension de ces phénomènes de production de pions. Nous ne ferons donc, dans ce chapitre, qu'une synthèse de ces différentes approches théoriques en mettant en valeur leurs principales caractéristiques, leurs limites mais aussi la grande similitude qui existe entre elles quant à la physique sous-jacente.

Bien que, comme nous allons le voir, cette terminologie prête souvent à confusion, il est d'usage aujourd'hui de diviser les différentes approches théoriques du mécanisme de la réaction (p,π) en deux classes : le "modèle à un nucléon" et le "modèle à deux nucléons". Nous conserverons ici cette classification *à condition* cependant *de l'interpréter comme l'image du développement de l'opérateur d'interaction à n corps responsable de la production du pion* (éq. (4.2)) *et non pas comme un préjugé sur la physique du mécanisme de réaction.*

## 6.1. LE MODELE A UN NUCLEON.

Ayant l'avantage, du point de vue du formalisme utilisé, de décrire la production du méson π à l'aide d'un opérateur d'interaction à un corps - correspondant au premier terme de l'équation (4.2) -, ce modèle a eu la préférence de la majorité des tra-

vaux théoriques. Il s'apparente de plus étroitement aux formalismes ("PWBA" et "DWVA") utilisés en physique nucléaire à basse énergie.

6.1.1. Le traitement en ondes planes ("PWBA").

De loin la plus simple des descriptions de la réaction (p,π), cette approche a été la première utilisée [LET66] pour prédire une section efficace de la réaction inverse ($\pi^+$,p) sur des noyaux plus lourds que le deutérium.

Si l'on ignore les distorsions subies par les fonctions d'onde du proton incident et du pion émis, l'amplitude de transition de la réaction (p,π) dans l'approximation de Born en ondes planes (premier terme de la figure 4.2) s'écrit :

$$T_{fi}(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi) = \frac{1}{\sqrt{E_\pi}} \int \phi_{n\ell jm}(\vec{r}) \exp(-i\vec{k}_\pi.\vec{r}) h_1(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi) \exp(i\vec{k}_p.\vec{r}) \chi_{m_i}^{1/2} d^3\vec{r} \quad (6.1)$$

où $\phi_{n\ell jm}(\vec{r})$ est la fonction d'onde du neutron déposé sur la couche et où $\chi_{m_i}^{1/2}$ définit l'état de spin du proton incident. L'impulsion de ce dernier est $\vec{k}_p$, $\vec{k}_\pi$ et $E_\pi$ étant l'impulsion et l'énergie totale du pion émis. L'opérateur à un corps $h_1(1)$ responsable de la production du pion est donné par la réduction non relativiste du lagrangien d'interaction pion-nucléon (éq. (5.14)) à l'exclusion de l'opérateur $\vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi$ déjà traité).

A partir de l'équation (6.1) il n'est pas difficile de montrer [HOI74, LEB77] que la section efficace différentielle de la réaction (p,π) est alors proportionnelle au carré de la transformée de Fourier $\phi_{n\ell j}(Q)$ de la fonction d'onde radiale du neutron capturé, $\vec{Q} = \vec{k}_p - \vec{k}_\pi$ étant l'impulsion transférée lors de la réaction.

L'intérêt théorique de ce modèle est alors évident (Fig. 6.1a) : puisque la totalité de l'impulsion transférée au noyau est emportée par le seul neutron capturé, si ce modèle décrivait convenablement les sections efficaces observées nous aurions une information directe sur les composantes de grande impulsion ($Q \gtrsim 450$ MeV/c) de la fonction d'onde nucléaire à une particule.

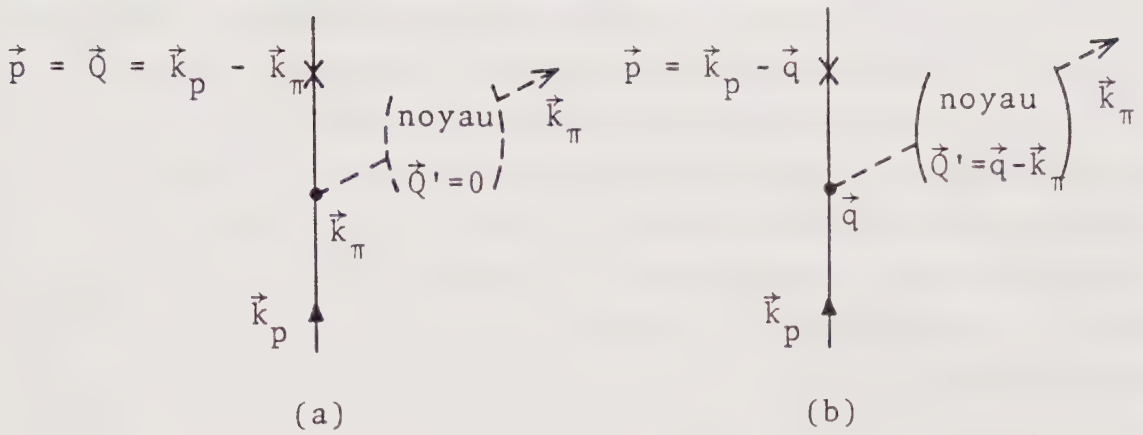



*Fig. 6.1 - Schématisation du partage de l'impulsion transférée dans le modèle à un nucléon a) en ondes planes b) en ondes distordues (on néglige ici la distorsion du proton incident). $\vec{p}$ est l'impulsion emportée par le neutron lié et Q' l'impulsion transférée au noyau cible par le pion.*

Malheureusement, il est reconnu depuis plusieurs années maintenant qu'une telle approche est par trop simple puisqu'elle suppose que le pion est émis directement sur sa couche de masse. Tout d'abord elle est, par construction, extrêmement sensible au choix de la fonction d'onde nucléaire à une particule (voir fig. 4.8). L'utilisation des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique par exemple [LET66] prédit une section efficace trop faible, d'un ordre de grandeur au moins, et une dépendance angulaire décroissant bien plus vite que celle que l'on observe expérimentalement. Une fonction d'onde du neutron lié issue d'un potentiel de Wood-Saxon donne par contre de meilleurs résultats, sur le $^{40}$Ca par exemple [HOI79a], et il semble même que l'on puisse reproduire raisonnablement de nombreuses distributions angulaires de la réaction $(p,\pi^+)$ près du seuil de production *à condition de laisser une certaine liberté aux paramètres du potentiel* [HOI79c].

Il est clair, d'après ce qui précède, que nous n'obtiendrons des informations valables sur la fonction d'onde du neutron lié que si le modèle ne comporte *ni autres inconnues, ni limitations* quant à l'observation expérimentale. Or il est d'ores et déjà évident qu'une telle approche prédit une section efficace nulle pour la réaction $(p,\pi^-)$ et une asymétrie nulle dans la réaction $(\vec{p},\pi^+)$ utilisant des protons polarisés. De plus, contrairement

à ce que l'on observe, les excitations d'états nucléaires autres que les états à une particule y sont interdites. Cette approche, enfin, ignore complètement la résonance (3,3) dont l'influence se voit nettement dans la variation de la section efficace avec l'énergie incidente. D'un autre côté, la principale inconnue du modèle est la forme de l'opérateur d'interaction pion-nucléon dont l'expression non relativiste est loin d'être bien définie (éq. (5.14)). L'ambiguïté qui y apparaît reflète non seulement notre connaissance incomplète du vertex NNπ, mais traduit aussi les corrections relativistes liées à la propagation dans le noyau d'un nucléon lié de grande impulsion, donc fortement hors-couche. Un moyen de contourner cette ambiguïté consiste à éviter toute réduction non-relativiste du lagrangien d'interaction en utilisant une fonction d'onde du neutron lié à deux composantes, solution de l'équation de Dirac. Toutes choses égales par ailleurs, ces calculs "PWBA" relativistes [MIL76, BRO77] donnent des résultats très différents de ceux obtenus lorsqu'on utilise la réduction non-relativiste, montrant ainsi la limite du modèle à un nucléon dans une approche non-relativiste. Malgré de récents progrès, incluant en particulier les distorsions dans l'état initial ou final, [MIL78, COO81], ces calculs relativistes en sont à leurs balbutiements et restent encore d'un abord difficile ; ils ouvrent néanmoins des horizons nouveaux quant à une meilleure compréhension des fonctions d'onde nucléaires.

### 6.1.2. Le traitement en ondes distordues ("DWBA").

Une façon simple d'inclure dans le modèle à un nucléon les contributions d'ordre supérieur de la figure 4.2 est de sommer les termes mettant en jeu plus d'un nucléon sous la forme de distorsions dans l'état initial et final. La méthode habituelle ("DWBA") consiste à traiter la fonction d'onde du proton incident ou du pion émis comme une onde distordue par un potentiel optique complexe. L'amplitude de transition dans l'approximation de Born en ondes distordues s'écrit alors :

$$T_{bi}(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi) = \frac{1}{\sqrt{E_\pi}} \int \phi_{n\ell jm}(\vec{r})\chi_\pi^{(-)}(\vec{r},\vec{k}_\pi)h_1(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi)\chi_p^{(+)}(\vec{r},\vec{k}_p)d^3\vec{r} \qquad (6.2)$$

Ces fonctions d'onde distordues $\chi_p^{(+)}$ et $\chi_\pi^{(-)}$ peuvent être soit traitées dans l'approximation WKB (potentiels optiques "à la Glauber") soit calculées à partir des équations de Shrödinger pour le proton et de Klein-Gordon pour le pion. Dans une telle approche le proton incident émet, dans le champ du noyau, un méson $\pi$ *hors couche* qui rejoint sa couche de masse par diffusion multiple sur les autres nucléons. On remarquera dès lors que l'introduction des distorsions *transforme le "modèle à un nucléon" en mécanisme multinucléon* ; il s'ensuit un partage plus ou moins important de l'impulsion transférée entre le neutron capturé d'une part et les nucléons du noyau cible d'autre part (Fig. 6.1b).

Aux énergies intermédiaires auxquelles nous travaillons ($T_p \geqslant 150$ MeV) les potentiels optiques proton-noyau sont faibles par rapport à l'énergie cinétique du proton incident. Hormis une diminution des sections efficaces due à l'effet d'absorption de la partie imaginaire du potentiel optique, les distorsions de la fonction d'onde du proton ne devrait donc pas avoir d'influence notable sur les formes de distributions angulaires calculées.

Bien plus importants et plus mal compris sont les effets de l'interaction à l'état final qui permet à l'impulsion $\vec{q}$ du pion hors couche dans la matière nucléaire d'être éventuellement très différente de son impulsion asymptotique $\vec{k}_\pi$. Si $q >> k_\pi$ il est facile de voir (Fig. 6.1b) que l'impulsion $|\vec{p}|$ effectivement emportée par le neutron lié est bien inférieure au transfert total $|\vec{k}_p - \vec{k}_\pi|$. La transformée de Fourier $\phi_{n\ell j}(p)$ de la fonction d'onde radiale du neutron capturé sera donc testée à une impulsion $|\vec{p}|$ plus faible et l'on peut alors espérer augmenter la section efficace calculée par rapport à un traitement en onde plane.

Nous voyons ici poindre le principal problème d'un calcul de la réaction (p,$\pi$) dans un formalisme en ondes distordues : la sensibilité d'une telle approche à la fonction d'onde du neutron capturé est étroitement liée au caractère hors couche du pion émis. Il n'est pas étonnant alors qu'un traitement "DWBA" de la réaction (p,$\pi$) soit *extrêmement sensible au choix des potentiels optiques pion-noyau.*

Considérons tout d'abord une première classe de potentiels qui n'autorisent qu'une légère déviation de l'impulsion $\vec{q}$ du pion émis au vertex par rapport à son impulsion asymptotique $\vec{k}_\pi$. Parmi ceux qui ont été utilisés dans la réaction (p,π) on trouve l'approximation WKB [EIS73] le potentiel local simple [KEA73, MIL74a] ou le potentiel dit "Laplacien modifié" [HOI79a]. Ces calculs s'apparentent, quant à la dynamique du mécanisme de réaction, aux calculs en onde plane puisqu'ils n'autorisent qu'un très faible partage de l'impulsion transférée. Le caractère hors-couche du pion émis n'y sera donc pris en compte que très partiellement et la résonance (3,3) n'y sera introduite que très indirectement par l'intermédiaire de la partie imaginaire du potentiel optique pion-noyau. Remarquons à cet égard qu'une approche DWBA utilisant l'approximation WKB ne pourra rendre compte correctement de l'influence de la résonance (3,3) observée expérimentalement dans la variation de la section efficace en fonction de l'énergie incidente (Fig. 1). En effet, dans cette approche la section efficace sera proportionnelle à $|\exp(-\alpha\sigma_T)|^2$, où $\sigma_T$ est la section efficace totale pion-nucléon, $\alpha$ provenant de la convolution sur la densité nucléaire. La résonance (3,3) se traduira donc par une forte absorption du pion et donc une *dépression* dans la variation en fonction de l'énergie là où l'on observe expérimentalement une bosse ; un tel effet est observé, au second ordre cependant, dans le modèle à deux nucléons utilisant cette approximation ([FEA77] et voir chapitre 7). Aucune étude approfondie de la variation en fonction de l'énergie n'a été faite à ce jour dans le cadre du formalisme DWBA, mais nous avons tendance à penser qu'une telle tentative serait vouée à l'échec dans la mesure où l'opérateur à un corps qui produit le pion n'inclut pas explicitement la résonance Δ(1232).

Revenons aux potentiels optiques. Il en existe une seconde classe qui permet à $\vec{q}$ d'être très différent de $\vec{k}_\pi$. Les plus connus sont ceux qui ont été construits, avec un succès certain, pour reproduire les sections efficaces de diffusions élastiques pion-noyau sur une large gamme d'énergie autour de la résonance (3,3). Ce sont le potentiel de Kisslinger et le potentiel Laplacien. Malheureusement, l'utilisation de ces potentiels optiques pour décrire l'interaction du pion avec le noyau résiduel dans le cadre d'un traitement DWBA de la réaction (p,π) conduit à des sections effica-

ces calculées 30 à 100 fois plus grandes que celles observées expérimentalement [JON70, ROS73, KEA73, MIL74a, LEB77]. L'introduction de modifications aujourd'hui classiques au potentiel de Kisslinger, telle que l'effet Lorentz-Lorentz par exemple, est loin d'être suffisante [JON70, KEA73, LEB77]. L'origine de ce désaccord est maintenant bien établie [JON70, MIL74a] : la surestimation de la section efficace provient d'un comportement pathologique de ces potentiels pour les grandes valeurs de $\vec{q}$. Prenons l'exemple du potentiel de Kisslinger : partant de la définition classique du potentiel optique

$$V_{opt}(E_\pi,\vec{q},\vec{k}_\pi) = t_{N\pi}(E_\pi,\vec{q},\vec{k}_\pi)\ \rho(|\vec{q}-\vec{k}_\pi|) \qquad (6.3)$$

où $\rho(Q)$ est la transformée de Fourier de la densité nucléaire, Kisslinger choisit pour l'interaction élémentaire la paramétrisation :

$$t_{N\pi}(E_\pi,\vec{q},\vec{k}_\pi) = a(E_\pi) + b(E_\pi)\vec{q}.\vec{k}_\pi \ . \qquad (6.4)$$

Il est facile de voir qu'une telle expression est divergente lorsque $|\vec{q}|$ tend vers l'infini, ce qui introduit un comportement anormal de la fonction d'onde du pion au coeur du noyau. L'analyse de la réaction (p,π), du fait de l'important transfert d'impulsion mis en jeu dès le seuil de production, va mettre en valeur de façon dramatique ce caractère divergent à courte portée de tels potentiels. La diffusion élastique pion-noyau, par contre, se révèle incapable d'être un test très contraignant vis-à-vis d'un comportement fortement hors-couche du pion diffusé. Il n'est pas étonnant alors que les paramètres de ces potentiels optiques, ajustés sur la diffusion élastique pion-noyau soient inadaptés à une analyse "DWBA" de la réaction (p,π) (un potentiel de Kisslinger permettant de reproduire les résultats expérimentaux de ces deux réactions simultanément se révèle non physique [MIL74a]).

De bien meilleurs résultats sont obtenus si l'on construit un potentiel optique à partir d'une interaction pion-nucléon présentant un prolongement hors-couche non singulier. Le principe de ces potentiels dits "séparables" [LAN72, LON73] se traduit, dans l'équation (5.4), par la substitution :

$$b(E_\pi) \rightarrow b(E_\pi)\ F(\vec{q})\ F(\vec{k}_\pi) \qquad (6.5)$$

où les facteurs de forme F(q), analogues à ceux introduits au paragraphe (5.2.2.), tendent lentement vers zéro lorsque q tend vers l'infini. L'utilisation d'un tel potentiel semble permettre de reproduire la section efficace de la réaction (p,π) [MIL74b] mais aucune analyse systématique, sur différents noyaux cibles et dans une large gamme d'énergie incidente, n'a été faite à ce jour.

Avant de conclure nous devons noter que l'introduction des distorsions dans l'état initial et final lève en principe les limitations inhérentes au traitement en ondes planes. Les effets de polarisation dans la réaction (p,π) par exemple, peuvent être calculés à partir de l'interaction spin-orbite du proton incident [NOB75, WEB78b] ou des effets de la distorsion de la fonction d'onde du pion émis [YOU78] ; l'origine de la forte asymétrie observée expérimentalement n'est cependant pas encore comprise et une étude approfondie de ces phénomènes, apportant une contrainte supplémentaire à l'étude des réactions (p,π), est nécessaire. Un traitement "DWBA", enfin, peut être modifié pour y inclure des processus d'interaction en deux étapes, permettant ainsi l'excitation de niveau de 2 particules-1 trou interdits par le transfert direct d'un nucléon [MIL74a, EIS74, DUH75] ou le double échange de charge que nécessite la réaction (p,$\pi^-$) [KIS75, DIL76b] (voir chapitre 8).

Signalons enfin qu'il existe d'autres approches du modèle à un nucléon, différant d'un traitement DWBA par l'absence de potentiels optiques, tels que le "modèle de rediffusion du pion" [BHA73, BHA77, GIB77] ou le "modèle des corrélations de Jastrow" [DIL73]. Ce dernier autorise l'émission de $\pi^-$ [DIL74] et présente l'originalité de permettre l'émission du pion par un nucléon du *noyau cible*, processus qui est explicitement inclus, nous allons le voir, dans le modèle à deux nucléons.

En conclusion de cette première partie consacrée au modèle à un nucléon nous remarquerons que si un tel modèle, incluant les interactions à l'état initial et final, peut *en principe* décrire la réaction (p,π) il est par trop tributaire de concepts phénoménologiques, comme les potentiels optiques, qui cachent notre méconnaissance de la physique sous-jacente. Le rôle prépondérant de la redif-

fusion du pion sur le noyau résidue, en particulier, *modifie profondément la dynamique du mécanisme de production* symbolisé par un opérateur à un corps. Ce dernier point nous semble important dans la mesure où il constitue une déviation des principes de base d'une approche dans l'approximation de Born.

## 6.2. LE MODELE A DEUX NUCLEONS.

Il semble donc, à la lumière de ce qui précède, que le mécanisme de la réaction (p,π) soit dominé non pas par le premier ordre de l'opérateur d'"interaction exacte" (éq. 4.2) mais plutôt par une interaction plus complexe entre le proton incident et les nucléons de la cible. En d'autres termes, les contributions d'ordre supérieur (M2N, M3N, ... sur la figure 4.2) semblent gouverner la dynamique du mécanisme de production d'un pion sur un noyau. Puisque la plupart des calculs présentés dans le paragraphe précédent ont été appliqués à la réaction (p,π) *près du seuil de réaction* ($Q \leqslant 600$ MeV/c) et conformément aux arguments développés dans la deuxième partie du chapitre 4, une démarche naturelle consiste à considérer la contribution d'ordre immédiatement supérieur : le pion est produit lors de la collision, symbolisée par un opérateur d'interaction *à deux corps*, entre le proton incident et un nucléon de la cible.

### 6.2.1. L'approche phénoménologique.

Une façon simple, et assez logique, de considérer le problème posé par l'introduction d'un opérateur d'interaction à deux corps est de supposer que la section efficace de la réaction $A(p,\pi^+)A+1$ est directement reliée à celle du processus élémentaire $p + p \rightarrow d + \pi^+$.

Une telle approche phénoménologique, utilisant les *données expérimentales* de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^+$ dans le cadre d'une approximation d'impulsion en ondes planes ("PWIA"), a été suggérée par Ruderman [RUD52] pour prédire la section efficace de la réaction $p + d \rightarrow t + \pi^+$ et a donné, pour cette dernière, des résultats encourageants [BLU54, ING71, BAR73, LOC74]. Ce modèle a été repris par Fearing [FEA74, FEA75 , FEA77] pour une étude plus

systématique de la réaction $p + d \rightarrow t + \pi^+$ en fonction de l'énergie. De notables améliorations y sont apportées concernant en particulier l'inclusion des distorsions ("DWIA") et un meilleur traitement de la cinématique, des corrections de centre de masse, des effets de spin et d'antisymétrisation.

Sans entrer dans les détails du formalisme [ING71, FEA75 ], notons seulement que dans tous les calculs précédents la section efficace s'exprime sous la forme simple :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{pA \rightarrow (A+1)\pi^+} = \mathcal{C}(\vec{k}_p, E_p, \vec{k}_\pi, E_\pi)\, g\, |F_\alpha(\vec{\Delta})|^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}_{pp \rightarrow d\pi^+} \qquad (6.6)$$

où $\mathcal{C}$ regroupe tous les facteurs cinématiques et où g est, le cas échéant, un coefficient numérique provenant du traitement des effets de spin, d'isospin et d'antisymétrisation. Le facteur de forme $F_\alpha(\vec{\Delta})$ est essentiellement la transformée de Fourier du recouvrement des différentes fonctions d'onde initiale et finale, calculée à un transfert d'impulsion effectif $\Delta$.

Cette expression simple, et attrayante, de la section efficace cache cependant la plupart des approximations et imperfections de ce modèle phénoménologique. Tout d'abord, les effets de spin, d'isospin et d'antisymétrisation ne peuvent être pris en compte, lorsqu'ils le sont, que de façon très approximative. La forme de l'équation (6.6) suppose ensuite une approximation de factorisation de l'amplitude de transition complète en un facteur de forme $F(\Delta)$ contenant l'information de structure nucléaire et une interaction effective représentée par le processus élémentaire $pp \rightarrow d\pi^+$. Une telle factorisation pose deux problèmes. Elle suppose d'abord que l'interaction varie beaucoup plus lentement que les fonctions d'onde nucléaires en fonction de l'impulsion transférée ; bien que cette hypothèse soit raisonnable dans certaines conditions (voir chapitre 7), l'effet relativement important de la résonance $\Delta$ sur la section efficace *expérimentale* de la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ peut en limiter la validité [GRE79]. Cette factorisation néglige en second lieu le prolongement hors couche de l'amplitude $pp \rightarrow d\pi^+$, nécessaire lorsque l'on passe de la section efficace de la *réaction libre* $pp \rightarrow d\pi^+$ au processus élémentaire *dans la matière nucléaire*. Ces effets hors-couche sont particulièrement sensibles

à faible énergie incidente ($T_p \lesssim 280$ MeV) où l'amplitude d'interaction libre NN → NNπ est nulle, puisque l'on se situe alors en-dessous du seuil de production dans le système de centre de masse nucléon-nucléon.

Une dernière *difficulté de principe* du modèle à deux nucléons phénoménologique, tel que nous l'avons exposé jusqu'ici, est le fait de se limiter, parmi toutes les amplitudes pN → NNπ possibles, à la seule réaction à deux corps $pp \to d\pi^+$. Cette approximation suppose tout d'abord un recouvrement important entre la fonction d'onde du deuton et celle du noyau final ; si cette condition est certainement réalisée pour le noyau de tritium dans la réaction $pd \to t\pi^+$, elle l'est beaucoup moins dans le cas de noyaux plus lourds. De plus, les arguments cinématiques [ING71] qui permettent de privilégier la réaction $pp \to d\pi^+$ par rapport à $pp \to pn\pi^+$ à relativement basse énergie ne peuvent plus suffire lorsque l'on dépasse la résonance Δ(1232). En effet, la section efficace totale de la réaction $pp \to d\pi^+$ décroît alors très rapidement alors que celle du processus $pp \to pn\pi^+$ continue d'augmenter pour devenir largement dominante au-delà de 600 MeV (Fig. 6.2). Cette difficulté est certainement à l'origine de la trop forte décroissance de la section efficace calculée avec l'équation (6.6) lorsque l'énergie incidente augmente [ALE76, FEA77]. Remarquons enfin que la réaction $(p,\pi^-)$ est bien sûr strictement interdite si l'on se limite au processus élémentaire $pp \to d\pi^+$.

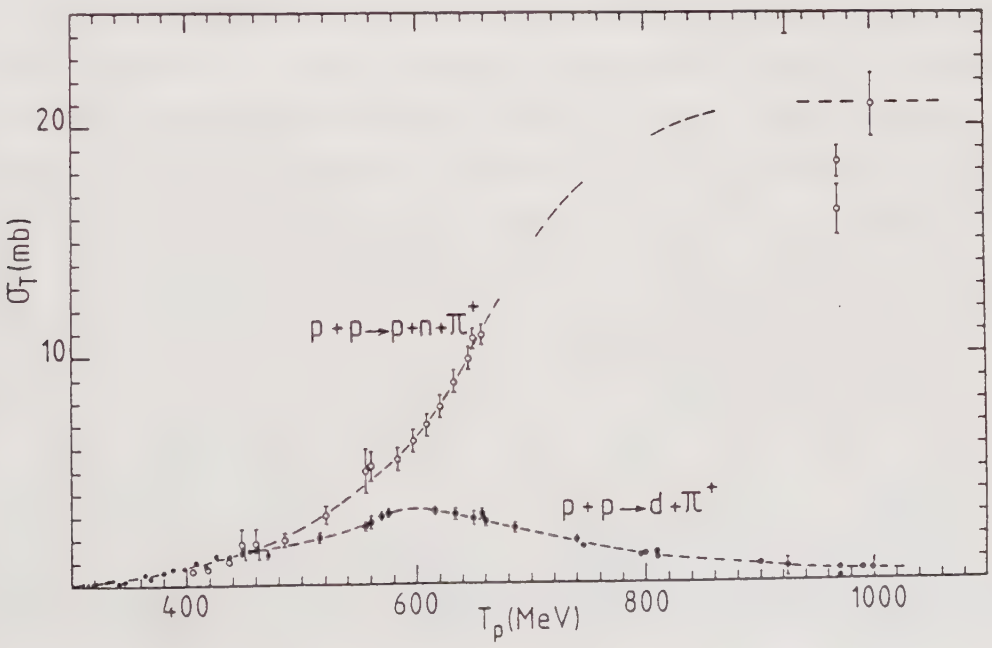



*Fig. 6.2 - Section efficace totale de la réaction élémentaire $pN \to NN\pi$ en fonction de l'énergie incidente. Les points expérimentaux sont extraits de la référence [BYS81].*

Une généralisation de ce modèle à deux nucléons phénoménologique a récemment été faite pour une étude extensive de la réaction $(p,\pi^+)$ sur différents noyaux cibles et dans une large gamme d'énergie couvrant la résonance (3,3) [DIL80b]. Si, pour l'essentiel, l'approche est la même que celle présentée jusqu'ici ces calculs possèdent deux avantages notables sur les précédents. Malgré des données expérimentales relativement pauvres, une première tentative est faite pour *inclure dans l'interaction élémentaire*, outre la réaction $pp \to d\pi^+$, *les réactions* $pN \to NN\pi^+$. Le second avantage vient de ce que la plupart de l'information nucléaire est aussi extraite de l'expérience. Dans ce calcul, si on néglige les distorsions, le facteur de forme $F(\Delta)$ apparaissant dans l'équation (6.6) peut s'écrire schématiquement (l'indice $\alpha$ résume l'ensemble des nombres quantiques) :

$$F_\alpha(\vec{\Delta}) = \int \phi_{n\ell jm}(\vec{p})\, F_{J_i M_i \to JM}(\vec{\Delta} - \vec{p})\, d^3\vec{p} \qquad (6.7)$$

où la fonction d'onde à une particule $\phi_{n\ell j}$ du neutron lié est prise comme une fonction d'onde de l'oscillateur harmonique alors que les fonctions d'onde initiale et finale du nucléon de la cible sont directement reliées au facteur de forme élastique ou de transition $F_{J_i M_i \to JM}(q)$ *extrait des expériences de diffusion d'électrons*. Quelques résultats de ces calculs pour l'état fondamental de différents noyaux résiduels et pour différentes énergies cinétiques incidentes sont présentés respectivement sur les figures 6.3 et 6.4.

Le bon accord qualitatif obtenu quant à la forme des distributions angulaires, tant pour ces calculs que pour ceux de Fearing, ne doit cependant pas masquer l'incertitude assez importante, d'un facteur 3 à 5, qui existe sur la normalisation absolue des courbes théoriques. Cette incertitude provient des différentes approximations relatives au traitement des distortions, à la paramétrisation des sections efficaces élémentaires de production et à leur prolongement hors-couche, au choix de l'impulsion transférée effective et des diverses fonctions d'onde nucléaires, etc ...
Il est à remarquer néanmoins que toutes ces approximations ne semblent influencer que faiblement la forme elle-même des distributions angulaires, au moins dans la région de la résonance (3,3).

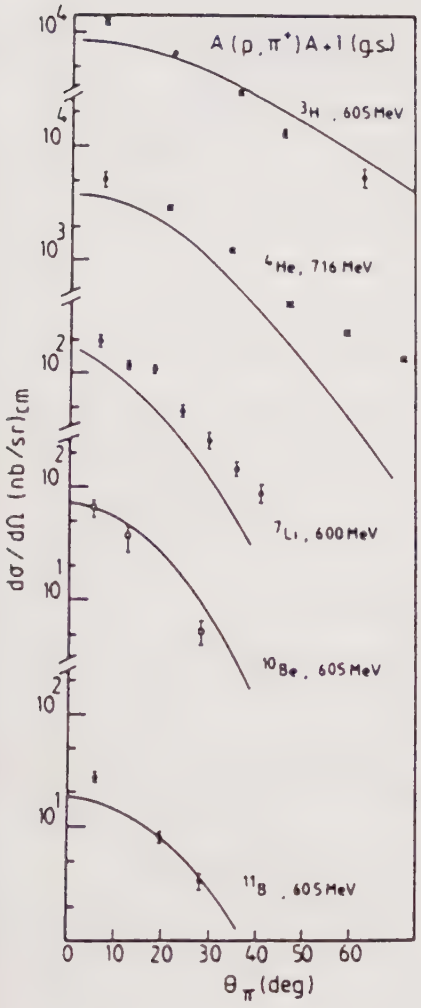



*Figure 6.3*

*Sections efficaces différentielles de la réaction A(p,π+)B pour l'état fondamental de différents noyaux résiduels B calculées dans un modèle à deux nucléons phénoménologiques [DIL80b] pour des énergies incidentes voisines de 600 MeV et comparées à nos résultats expérimentaux [ALS77, TAT76, BAU77, DIL80b].*

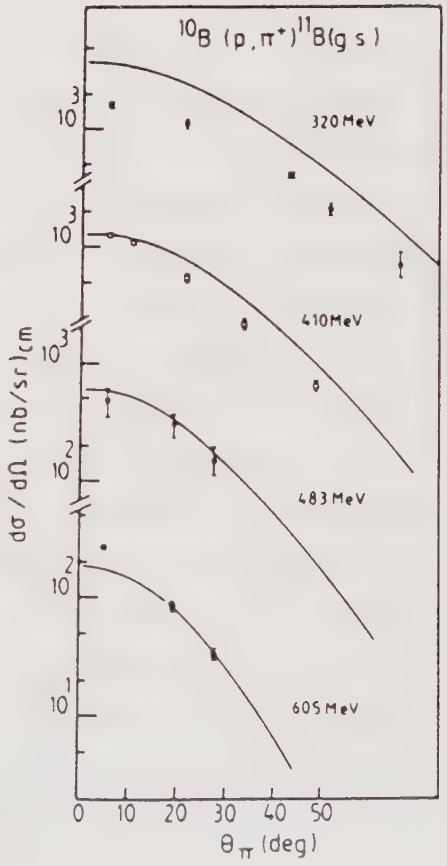



*Figure 6.4*

*Dépendance en énergie de la section efficace différentielle de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ calculée dans un modèle à deux nucléons phénoménologique [DIL80b].*

Les modèles phénoménologiques dont nous venons de parler, de par leur caractère fortement empirique, ne peuvent bien sûr contribuer à une compréhension *microscopique* du mécanisme de la réaction (p,π). Leurs succès semblent néanmoins indiquer clairement, dans cette réaction, l'importance de la production de pion par un système élémentaire à deux nucléons.

6.2.2. L'approche microscopique.

Fort des enseignements des différents modèles présentés jusqu'ici, il semble bien que seul un traitement microscopique de l'interaction du proton incident avec un nucléon de la cible pourra contribuer à une meilleure compréhension du mécanisme de la réaction $A(p,\pi^+)A+1$. Dans la mesure où les deux précédents chapitres nous ont déjà familiarisé avec les ingrédients d'un tel calcul dont le formalisme sera développé dans les deux suivants, nous ne ferons ici qu'un rapide historique de ce modèle microscopique.

La première tentative d'une description dynamique de l'opérateur d'interaction à deux corps apparaissant dans le modèle à deux nucléons semble due à Reitan [REI71] qui introduit explicitement un état intermédiaire où le pion émis par un nucléon de la cible est diffusé par le proton incident via la résonance (3,3). Cette approche a été reprise par Grossmann, Lenz et Locher [GRO74] dans un impressonniant travail qui complète et discute très largement les différents aspects de ce modèle. Plus récemment, Dillig et Huber en ont généralisé la formulation en incluant en particulier l'échange explicite du méson ρ [DIL76a, DIL77] et ont calculé, avec un certain succès, des distributions angulaires de la réaction $(p,\pi^+)$ *et de la réaction* $(p,\pi^-)$, aussi bien près du seuil de production qu'au-delà de la résonance (3,3) [BAU77].

Cette approche microscopique présente bien sûr de nombreuses difficultés et nécessite encore nombre d'approximations pour pallier la complexité du formalisme théorique. Elle possède cependant de *nombreux avantages de principe* qui la rende plus attrayante. Tout d'abord, la résonance Δ(1232), dont l'importance est largement prouvée par l'expérience dans le domaine des énergies intermédiaires, est introduite de façon *explicite* dans l'opérateur d'interaction à deux corps. Le partage du moment transféré au noyau cible

entre plusieurs nucléons y est ensuite traité de façon dynamique et non plus phénoménologique. On espère, enfin, que dans un tel modèle les contributions d'ordre supérieur au mécanisme de production du pion (M3N, etc ... de la figure 4.2) *pourront effectivement être traitées comme de simples perturbations*.

Ce sont là quelques unes des raisons qui nous ont amenés à utiliser cette approche pour tenter d'apporter notre contribution à une meilleure compréhension du mécanisme microscopique de la réaction $(p,\pi)$.

Chapitre 7

# ANALYSE DES FONCTIONS D'EXCITATION $^{16}O(\gamma,p)^{15}N$ et $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$

Le chapitre précédent nous a rappelé que les nombreuses approches théoriques de la réaction (p,π) faites à ce jour, aussi dissemblables soient-elles dans le détail de leur formalisme, peuvent permettre, au moins dans quelques cas particulier, de reproduire raisonnablement ce que l'on observe expérimentalement. Malheureusement, il n'existe aucune étude *systématique* de chacun de ces modèles, tout particulièrement en fonction de l'énergie. D'un autre côté, un calcul simple que nous avons exposé dans le chapitre 4, nous a donné quelques indications sur le mécanisme d'une réaction de transfert d'un nucléon en fonction de l'importance de l'impulsion transférée au noyau résiduel. Nous y avons remarqué, en particulier, que des réactions telles que (p,π) et (p,γ) pourraient être complémentaires quant à leur sensibilité vis-à-vis de la dynamique du mécanisme de réaction (Fig. 4.6). Ce sont ces idées, encore vagues mais prometteuses, que nous voulons approfondir ici en analysant la variation en fonction de l'énergie de la section efficace des réactions $^{16}O(\gamma,p)^{15}N$ et $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ pour lesquelles des données expérimentales existent dans une large gamme de configurations cinématiques.

## 7.1. LA FONCTION D'EXCITATION COMME OUTIL THEORIQUE.

Dans tout modèle, le calcul d'une section efficace différentielle est étroitement lié au *mécanisme de la réaction* que l'on veut étudier d'une part, et à la *structure nucléaire* des noyaux cible et résiduel d'autre part. De ces deux ingrédients principaux, seul le mécanisme de réaction est une fonction directe de la cinématique, les effets de structure nucléaire n'en dépendant que par

l'intermédiaire de l'impulsion transférée au noyau résiduel lors de la réaction. Si une étude systématique de la variation de la section efficace en fonction de l'énergie peut donc se révéler être un excellent outil pour comprendre la dynamique du mécanisme de réaction, elle risque néanmoins de dépendre, dans des proportions difficilement appréciables, d'informations nucléaires que l'on connaît mal. Un moyen de s'affranchir de cette dépendance vis-à-vis de la structure nucléaire est d'étudier la variation en fonction de l'énergie de la section efficace à *impulsion transférée constante* ; en effet, on peut alors espérer que cette observable ne sera sensible qu'à une faible plage d'impulsion autour d'une composante unique des fonctions d'onde mises en jeu. Ici se pose cependant le problème, non encore résolu, du choix du transfert d'impulsion *effectif* auquel est sensible la fonction d'onde totale du noyau résiduel. Nous verrons, en effet, que de nombreux paramètres peuvent influencer ce choix (corrections de centre de masse, distorsions, etc ...). En l'absence de prescriptions claires nous avons choisi comme observable la section efficace à transfert d'impulsion "*cinématique*" constant, correspondant à la différence des impulsions *asymptotiques*.

7.1.1. Quelques observations empiriques.

Avant toute analyse, et afin de guider celle-ci, nous voulons faire quelques remarques tirées de l'observation des résultats expérimentaux bruts. La figure 7.1 présente les fonctions d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$, à l'état fondamental, pour 5 transferts d'impulsion constants différents. Ces fonctions ont été reconstituées à partir de distributions angulaires expérimentales (nécessitant éventuellement des interpolations) mesurées à Uppsala [DAH74, HOI79a], Orsay [LEB81], IUCF [PIL79, SJO81] et SPES 1 (voir chapitre 3). Nous avons de même, sur la figure 7.2, des fonctions d'excitation analogues pour la réaction $^{16}O(\gamma,p)^{15}N_{E.F.}$. Ces dernières sont cependant beaucoup moins complètes que les précédentes, les réactions $(\gamma,p)$ étant difficiles à observer et les résultats encore fragmentaires [MAT77, FIN77] ; de plus, la plupart de ces points expérimentaux ont été mesurés sous forme de fonction d'excitation *à angle constant* dont il a fallu extraire l'observable qui nous intéressait.

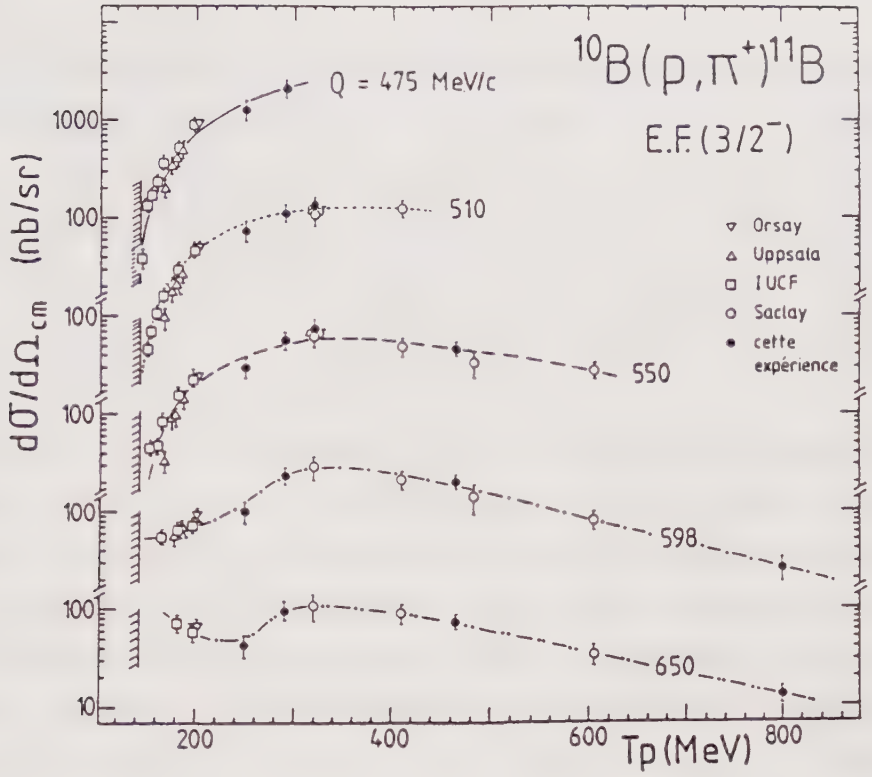



*Fig. 7.1 - Fonctions d'excitation de la section efficace différentielle de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ à transfert d'impulsion $Q = |\vec{k}_p - \vec{k}_\pi|_{cm}$ constant. Les courbes sont des guides pour l'oeil (voir texte pour les références des expériences).*

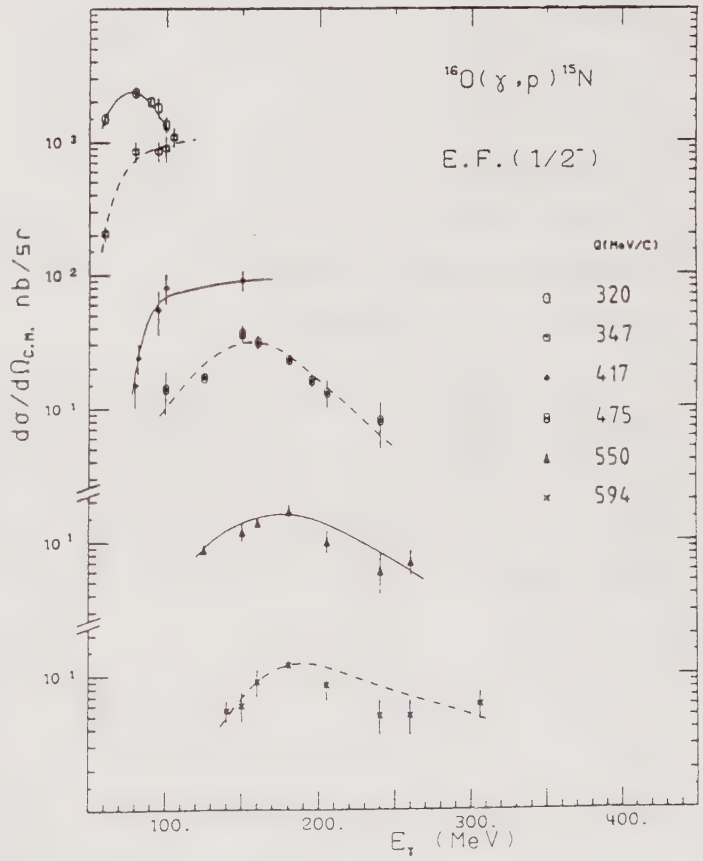



*Figure 7.2*

*Fonctions d'excitation de la section efficace différentielle de la réaction $^{16}O(\gamma,p)^{15}N_{E.F.}$ à*

$Q = |\vec{k}_\gamma - \vec{k}_p|_{cm}$ *constant*

*Les courbes sont des guides pour l'oeil (voir texte pour les références des expériences).*

Cette présentation des résultats expérimentaux soulève quelques remarques. Mise à part une oscillation à grand transfert près du seuil (Fig. 7.1), la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ présente des fonctions d'excitation dont les formes sont très similaires sur une large plage d'impulsion transférée. Ceci semble suggérer que nous avons bien, en première approximation, un découplage des effets du mécanisme de réaction d'une part et des effets de structure nucléaire d'autre part. Ces derniers devraient d'ailleurs apparaître à travers la normalisation relative des différentes courbes puisque celle-ci reflète, à énergie constante, la variation de la section efficace en fonction de l'impulsion transférée. On notera, à cet égard, que cette normalisation relative est à peine d'un facteur 20 entre les courbes à 475 et 650 MeV/c. Remarquons enfin l'effet de la résonance (3,3) qui se traduit expérimentalement par un maximum, assez large, de section efficace autour de $T_p$ = 320 MeV.

La réaction $(\gamma,p)$ dévoile, par contre, des caractéristiques nouvelles. Si les fonctions d'excitation à grand transfert d'impulsion ($Q \geq 475$ MeV/c) présentent des formes très semblables entre elles (et, notons-le aussi, *assez proches de celles observées dans la réaction* $(p,\pi^+)$) il n'en est plus de même pour des transferts d'impulsion plus faibles. La section efficace, d'autre part, augmente brusquement de plus de deux ordres de grandeur, entre 475 et 320 MeV/c. On remarquera enfin que ce changement brutal de comportement a justement lieu à une impulsion ($Q \sim 450$ MeV/c) où le modèle simple en ondes planes que nous avons présenté au chapitre 4 (voir figs 4.6 et 4.7) prévoyait la prépondérance du "modèle à deux nucléons" ($Q \gtrsim 450$ MeV/c) sur le "modèle à un nucléon" ($Q \lesssim 450$ MeV/c).

Ainsi, la simple observation des résultats expérimentaux semble corroborer les conclusions intuitives que nous avions alors tirées. Il ne nous reste donc plus qu'à les vérifier en analysant, *dans un modèle cohérent*, les fonctions d'excitation de ces deux réactions.

7.1.2. Paramétrisation de la fonction d'excitation à transfert d'impulsion constant.

Nous allons reprendre ici, en quelque sorte, la philosophie du calcul simple du chapitre 4 en étudiant, à l'aide d'une formulation réaliste des opérateurs d'interaction à 1 ou 2 corps, l'importance relative des mécanismes de réaction à un et deux nucléons (Fig. 4.2).

Partant de l'expression (4.3b) et remarquant que la somme sur les états β et β' du produit des fonctions d'onde à une particule n'est autre que la densité de transition nucléaire du coeur à A nucléons, nous écrirons l'amplitude de transition nucléaire du modèle à deux nucléons, dans l'approximation d'ondes planes et pour *l'état fondamental* du noyau résiduel, sous la forme :

$$T_1(\vec{k}_p,\vec{k}_b) = \int \langle s_f | h_2(\vec{k}_p, \vec{k}_b, \vec{p}) \quad | s_i \rangle \, \phi_{n\ell jm}(\vec{p})\, \rho(\vec{Q}-\vec{p})\, d^3\vec{p} \qquad (7.1)$$

où l'indice 1 de l'amplitude $T_1$ se réfère au nombre de nucléons du noyau cible entrant en jeu dans le mécanisme de réaction. Les nombres quantiques $s_i$ et $s_f$ caractérisent les états de spin et d'isospin des fonctions d'onde initiale et finale, les différentes impulsions étant définies sur la figure 7.3.

Conformément aux arguments du chapitre 4, nous allons faire l'hypothèse que *le transfert d'impulsion* $\vec{Q}$ au noyau résiduel *est équitablement partagé entre trois fonctions d'onde* (celle du nucléon (1) capturé et celles du nucléon (2) avant et après la diffusion du pion virtuel).

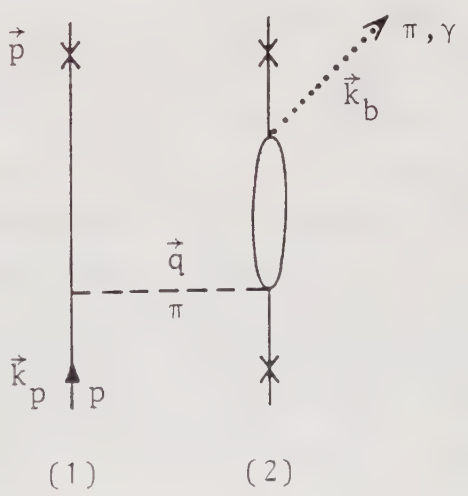



*Figure 7.3*

*Variables cinématiques du modèle à deux nucléons* ($\vec{Q} = \vec{k}_p - \vec{k}_b$).

Si l'on néglige, pour une énergie cinétique incidente donnée, la variation lente de l'opérateur d'interaction à deux corps en fonction des impulsions des nucléons liés, comparée à la forte dépendance de la fonction d'onde $Q_{n\ell j}(\vec{p})$, on peut faire *l'approximation de factorisation* qui consiste, dans l'équation (7.1), à sortir l'opérateur d'interaction de l'intégrale. En remarquant que cette approximation est équivalente [FEA75 ], dans l'espace des coordonnées, à l'approximation usuelle de portée nulle ($\vec{r}_1 = \vec{r}_2 = \vec{r}$), l'équation (7.1) se réécrit :

$$T_1(\vec{k}_p,\vec{k}_b) = \langle s_f | h_2(\vec{k}_p,\vec{k}_b,\vec{p} = \vec{Q}/3) | s_i \rangle \int \exp(i\vec{Q}.\vec{r})\ \phi_{n\ell jm}(\vec{r})\rho(\vec{r})\ d^3\vec{r} \qquad (7.2)$$

où l'on reconnaît, aux coordonnées angulaires près, l'intégrale de recouvrement nucléaire $I_{Nn\ell}(Q)$ - pour N = 1 - introduite au chapitre 4 (éq. 4.5). On notera, enfin, que l'approximation du partage d'impulsion ($\vec{p} = \vec{Q}/3$) n'est explicitement faite que dans l'opérateur d'interaction $h_2$.

Pour l'amplitude de transition du modèle à un nucléon, un traitement en *ondes planes* conduit automatiquement, et sans approximation supplémentaire, à cette factorisation [HOI74, LEB77] (voir éq. (6.1)) :

$$T_o(\vec{k}_p,\vec{k}_b) = \langle s_f | h_1(\vec{k}_p,\vec{k}_b,\vec{p} = \vec{Q}) | s_i \rangle \int \exp(i\vec{Q}.\vec{r})\ \phi_{n\ell jm}(\vec{r})d^3\vec{r}. \qquad (7.3)$$

Nous sommes maintenant en mesure de présenter l'approximation définissant le principe de notre modèle. Les différentes expressions non-relativistes des potentiels d'interaction (chapitre 5) contiennent des termes reflétant la dynamique du mécanisme de réaction (impulsions, propagateurs, etc ...) et d'autres indépendants de l'énergie cinétique incidente (masses, constantes de couplage, opérateurs de spin et d'isospin, etc ...). Dans la mesure où nous voulons étudier les différents modèles de mécanisme de réaction du *seul point de vue de leur comportement dynamique*, sans chercher à calculer une section efficace différentielle exacte, *nous ne conserverons que la "partie active"*, dépendante de la cinématique, de chaque interaction, reportant tous les termes constants dans un *facteur* de normalisation arbitraire.

Nous réécrirons donc l'amplitude de transition sous la forme (on considère, ici, la production d'un boson $\pi$ ou $\gamma$ par un proton incident) :

$$T_i(\vec{k}_p,\vec{k}_b) = \tilde{V}_i(\vec{k}_p,\vec{k}_b)\ I_i(Q) \qquad i=0,1 \qquad (7.4)$$

où la composante dynamique $\tilde{V}_i$ de l'opérateur d'interaction et l'intégrale de recouvrement $I_{in\ell}$ seront calculées séparément.

L'introduction des distorsions dans l'état initial et l'état final s'effectue en remplaçant dans les éqs.(7.2) et (7.3) les fonctions d'onde plane du proton incident et du boson émis par les fonctions d'onde distordues correspondantes, respectivement solution d'une équation de Schrödinger pour le proton et d'une équation de Klein-Gordon pour le boson :

$$\exp(i\vec{Q}.\vec{r}) \rightarrow \chi_p^{(+)}(\vec{k}_p,\vec{r})\ \chi_b^{(-)}(\vec{k}_b,\vec{r}) \qquad (7.5)$$

La section efficace différentielle à impulsion transférée constante sera alors donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(T_p,Q=\text{cste}) = \frac{E_p E_A E_{A+1}}{(E_p+E_A)^2}\cdot\frac{k_b}{k_p}\left|\mathcal{N}_o T_o(\vec{k}_p,\vec{k}_b) + \mathcal{N}_1 T_1(\vec{k}_p,\vec{k}_b)\right|^2 \qquad (7.6)$$

Dans cette expression de la section efficace, les facteurs $\mathcal{N}_o$ et $\mathcal{N}_1$ reflètent l'intensité relative des amplitudes de transition des modèles à un et deux nucléons. Ayant pris le parti, dans notre modèle, de ne pas calculer de sections efficaces dans toutes leur complexité, nous n'avons aucune idée de la valeur de ces paramètres et donc aucun moyen de traiter correctement l'interférence éventuelle de ces deux amplitudes.

Le principe de notre modèle de paramétrisation des fonctions d'excitation à impulsion transférée constante sera donc le suivant :

i) on étudiera *séparément* les mécanismes à un et deux nucléons en posant respectivement $\mathcal{N}_1 = 0$ et $\mathcal{N}_o = 0$ dans l'équation (7.6) ;

ii) la variation de la section efficace en fonction de l'énergie sera donnée en principe par la partie dynamique $\tilde{V}_i(T_p,Q)$ du potentiel d'interaction ;

iii) la normalisation relative des fonctions d'excitation pour différents transferts d'impulsion Q sera donnée, quant à elle, par l'intégrale de recouvrement $I_{in\ell}(Q)$.

*Pour un ensemble de courbes théoriques*, correspondant à différents transferts d'impulsion Q constants, le paramètre libre de normalisation absolu ($\mathcal{N}_0$ ou $\mathcal{N}_1$) sera donc *ajusté sur un seul point expérimental*, à *une* énergie incidente et *un* transfert d'impulsion donnés.

Conformément aux conclusions intuitives du chapitre 4 et de l'observation empirique faites précédemment nous commencerons notre analyse par la réaction (γ,p) dans laquelle nous espérons mettre en évidence des mécanismes de réaction différents en fonction des plages d'énergie cinétique incidente et d'impulsion transférée explorées.

## 7 2. ANALYSE DES REACTIONS $^{16}O(\gamma,p)^{15}N$ et $^{16}O(\gamma,n)^{15}O$ [COU81a]

Contrairement à ce que pourrait laisser penser son caractère électromagnétique, l'interaction d'un photon γ avec la matière nucléaire ne peut pas toujours être traité de façon simple. L'interaction $\gamma N \rightarrow N\pi$ par exemple, intervenant dans le modèle à deux nucléons, comporte un grand nombre de contributions plus ou moins complexes (voir par exemple les travaux de Laget et al. [BLO77, LAG78a, BOS78, LAG78b]). L'étude de la photodésintégration du deuton [LAG78b] montre en particulier que le "terme de contact" (Fig. 4.4a) joue un rôle, faible mais non négligeable, dans une large gamme d'énergie du photon. Il semble cependant que ces effets soient surtout importants dans la région d'interférence des processus à un et deux nucléons [LAG78b, LON79].

Ne voulant cependant étudier la fonction d'excitation de la réaction (γ,p) que dans deux régions d'énergie incidente et de transfert d'impulsion bien différentes, nous ne conserverons que les deux principales contributions. Ces deux termes sont la photoémission directe d'un proton (mécanisme à un nucléon, fig. 7.4a) et l'excitation intermédiaire d'une résonance Δ (mécanisme à deux nucléons, fig. 7.4b-c).

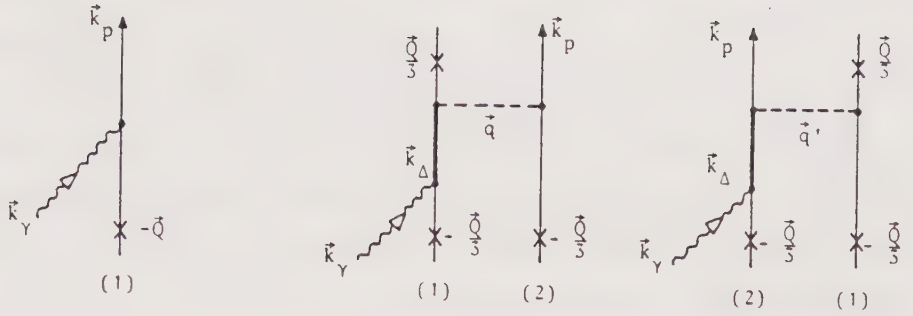



*Fig. 7.4 - Contributions à la réaction (γ,p) prises en compte dans le calcul de la fonction d'excitation et définition de la cinématique ($\vec{Q} = \vec{k}_\gamma - \vec{k}_p$).*

7.2.1. Les potentiels de transition.

a) Le mécanisme à un nucléon.

La photoproduction directe d'un proton (Fig. 7.4.a) ne fait intervenir qu'un seul vertex d'interaction décrit par le lagrangien $\mathcal{L}_{NN\gamma}$ (éq. 5.7). La réduction non relativiste de ce lagrangien, dans le cas du proton, conduit à la fonction de vertex :

$$h_1(\vec{k}_\gamma,\vec{k}_p) = \frac{e}{M}(\vec{\varepsilon}.\vec{k}_p + i\,\frac{\mu_p}{2}\,\vec{\sigma}_1.\vec{k}_\gamma \times \vec{\varepsilon}) \qquad (7.7)$$

où e est l'unité de charge électrique, $\vec{\varepsilon}$ le vecteur de polarisation du photon et M, $\vec{\sigma}_1$ et $\mu_p$ respectivement la masse, l'opérateur de spin et le moment magnétique du proton ($\mu_p$ = 2,79 eħ/2M).

Dans la mesure où le premier terme de l'équation (7.7) ne change pas le spin du proton tandis que le terme magnétique est une amplitude de pur retournement de spin, ils contribueront de façon incohérente à la section efficace ; nous aurons donc [LON79, BOF81a] :

$$|\tilde{V}_o(\vec{k}_\gamma,\vec{k}_p)|^2 = c_o(2k_p^2\sin^2\theta_p + \mu_p^2 k_\gamma^2) \qquad (7.8)$$

où $\theta_p$ est l'angle d'émission du proton par rapport à la direction incidente du photon, dans le centre de masse. Le coefficient numérique $c_o$ sera reporté dans le paramètre libre de normalisation absolue $\mathcal{N}_o$ de la section efficace (éq. 7.6).

b) Le mécanisme à deux nucléons.

Nous avons déjà dit que nous ferons ici l'hypothèse du partage égal de l'impulsion transférée $\vec{Q} = \vec{k}_\gamma - \vec{k}_p$ entre trois nucléons. Ceci suppose donc, *pour le potentiel d'interaction*, que nous ne ferons pas d'intégration sur l'impulsion du pion virtuel. En d'autres termes, pour une impulsion donnée du photon incident et pour un transfert $|\vec{Q}|$ donné (donc un angle $\theta_p$ donné), les impulsions de toutes les particules sont prédéterminées par la conservation de l'impulsion à chaque vertex. Comme, de plus, nous ne traitons pas exactement l'antisymétrisation, ces deux approximations nous obligent à tenir compte *explicitement* du terme d'échange des nucléons (1) et (2) en plus du terme direct (Fig. 7.4.b et c).

Le potentiel d'interaction du modèle à deux nucléons sera construit, de façon microscopique, sur le modèle développé au paragraphe 5.3. Les trois fonctions de vertex nécessaires seront prises comme la réduction non relativiste, dans l'approximation statique, des lagrangiens $\mathcal{L}_{\Delta N\gamma}$ (éq. 5.10), $\mathcal{L}_{\Delta N\pi}$ (éq. 5.11) et $\mathcal{L}_{NN\pi}$. Nous aurons donc (notations correspondant au terme direct) :

- pour le vertex $\Delta N\gamma$ [BLO77]

$$\Gamma_{\Delta N\gamma} = g_{\Delta N\gamma}(\vec{S}_1^{\dagger} \times \vec{k}_\gamma).\vec{\varepsilon}\ T_1^{o\dagger} \tag{7.9}$$

- pour le vertex $\Delta N\pi$ (éq. A.20)

$$\Gamma_{\Delta N\pi} = -\frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi}\ \vec{S}_1.\vec{q}\ \vec{T}_1.\vec{\phi}_\pi^q \tag{7.10}$$

et pour le vertex $NN\pi$ (éq. 5.14)

$$\Gamma_{NN\pi} = \frac{f_{NN\pi}}{m_\pi}\ \vec{\sigma}_2.\vec{q}\ \vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi^q \tag{7.11}$$

L'opérateur d'interaction à deux corps sera alors donné par l'équation (5.24).

La contribution du terme direct à la variation de la section efficace aura donc la forme :

$$|\tilde{V}_D(\vec{k}_\gamma,\vec{k}_p,\vec{q})|^2 \sim |\vec{\sigma}_2.\vec{q}\ \vec{S}_1.\vec{q}\ (\vec{S}_1^{\dagger} \times \vec{k}_\gamma).\vec{\varepsilon}|^2\ G^2(q,M_\Delta)\ F^2(q^2) \tag{7.12}$$

où $G(q,M_\Delta)$ est le propagateur des deux états intermédiaires (N-Δ et N-π-N) et F(q) le facteur de forme de comportement hors-couche du pion virtuel échangé. Ce dernier est paramétrisé sous la forme monopolaire donnée par l'équation (5.21). La moyenne du terme de spin apparaîssant au carré dans l'expression (7.12) s'évalue facilement, dans le cas d'un noyau à couche fermée, en utilisant l'identité

$$\vec{S}.\vec{a}\ \vec{S}^{\dagger}.\vec{b} \equiv \vec{a}.\vec{b} - \frac{1}{3}\ \vec{\sigma}.\vec{a}\ \vec{\sigma}.\vec{b} \qquad (7.13)$$

et en remarquant que le photon ne possède que deux états de polarisation :

$$|\vec{\sigma}_2.\vec{q}\ \vec{S}_1.\vec{q}\ (\vec{S}_1^{\dagger} \times \vec{k}_\gamma).\vec{\varepsilon}|^2 = \frac{1}{9}\ q^4 k_\gamma^2 (2 + 3\sin^2\theta_q) \quad ; \qquad (7.14)$$

$\theta_q$ est l'angle entre $\vec{q}$ et $\vec{k}_\gamma$, $\vec{q}$ étant défini par la conservation de l'impulsion aux différents vertex (Fig. 7.4.b) :

$$\vec{q} = \frac{2}{3}\ \vec{k}_p + \frac{1}{3}\ \vec{k}_\gamma \ . \qquad (7.15)$$

En ne conservant que le plus important des diagrammes d'ordre chronologique (premier diagramme de la figure 5.4), la contribution du terme direct s'écrira finalement :

$$|\tilde{V}_D(\vec{k}_\gamma,\vec{k}_p,\vec{q})|^2 = c_1\ \frac{k_\gamma^2 q^4 (2 + 3\sin^2\theta_q)}{|E_\Delta - M - E_\gamma|^2 (\vec{q}^2 + m_\pi^2 - E_\gamma^2)^2}\ F^2(q^2) \qquad (7.16)$$

où le coefficient numérique $c_1$ sera reporté dans le paramètre libre $\mathcal{N}_1$.

L'énergie totale de la résonance Δ est donnée par l'équation (5.28) où l'on prendra la limite non relativiste de l'énergie cinétique, l'impulsion du Δ étant définie par :

$$\vec{k}_\Delta = \frac{1}{3}\ \vec{k}_p + \frac{2}{3}\ \vec{k}_\gamma \qquad (7.17)$$

La contribution du terme d'échange $|\tilde{V}_E(\vec{k}_\gamma,\vec{k}_p,\vec{q}')|^2$ s'exprime sous une forme identique à (7.16) où l'on remplace l'impulsion $\vec{q}$ par l'impulsion $\vec{q}'$, définie par :

$$\vec{q}' = \frac{2}{3}(\vec{k}_\gamma - \vec{k}_p) \qquad (7.18)$$

l'angle entre $\vec{q}'$ et $\vec{k}_\gamma$ étant alors $\theta_{q'}$. Dans cette expression, cependant, le propagateur du pion prend la forme simple $1/(\vec{q}'^{\,2} + m_\pi^2)$, correspondant à l'approximation de transfert d'énergie nulle, puisque les deux nucléons du vertex NNπ restent liés dans le noyau cible.

Nous obtenons finalement la partie dynamique du potentiel d'interaction du mécanisme à deux nucléons en remarquant que, pour un noyau à couche fermée, les termes direct et d'échange contribuent de façon incohérente à la section efficace :

$$|\tilde{V}_1(\vec{k}_\gamma,\vec{k}_p)|^2 = |\tilde{V}_E(\vec{k}_\gamma,\vec{k}_p,\vec{q})|^2 + \frac{1}{16}\,|\tilde{V}_D(\vec{k}_\gamma,\vec{k}_p,\vec{q}')|^2 \qquad (7.19)$$

où le poids relatif $(1/4)^2$ vient de ce que les 8 protons de $^{16}O$ peuvent contribuer au terme direct alors que seuls les deux protons de la couche 1p1/2 contribuent au terme d'échange.

## 7.2.2. LE CALCUL DES DISTORSIONS

Les techniques de calcul des fonctions d'onde distordues, dérivées de l'approximation WKB, habituellement utilisées dans le domaine des énergies intermédiaires se révèlent inadaptées à l'analyse des fonctions d'excitation des réactions (γ,p) et (p, $\pi^+$) présentées dans ce chapitre. L'énergie cinétique des différents projectiles, incidents ou sortants, pouvant en effet être très faible, nous avons préféré une méthode suggérée par l'approximation de factorisation présentée plus haut.

### a) La méthode

Lorsque l'on y introduit les fonctions d'onde distordues (éq.7.5), l'intégrale de recouvrement du modèle à un nucléon $I_{on\ell}(Q)$ (éqs.7.3 et 7.4) n'est rien d'autre que l'amplitude de transition "DWBA" habituelle pour les réactions classiques de transfert d'un nucélon, dans l'approximation de portée nulle [SAT64]. Nous avons donc évalué la quantité $|I_{on\ell}(Q)|^2$ en utilisant le programme de calcul en ondes distordues DWUCK5 [KUN ]. On notera que, pour des raisons techniques propres à l'utilisation de ce programme et à l'approximation de factorisation, cette méthode suppose que l'on identifie, *dans les différentes opérateurs d'interaction*, l'impulsion des projectiles à leur impulsion asymptotique et non à des opérateurs $\vec{\nabla}$ agissant sur les ondes distordues. Les effets de cette approximation devraient être faibles dans la mesure où les distortions n'introduisent qu'une légère

dispersion de ces impulsions autour de l'impulsion asymptotique. Cet effet dispersif du potentiel optique peut avoir, par contre, des effets importants quant au calcul des fonctions d'onde distordues elles-mêmes.

Cette méthode, simple mais nécessitant un nombre important de calculs, permet d'évaluer les effets des distorsions de façon réaliste et surtout cohérente pour l'ensemble du domaine d'énergie exploré.

b) Les potentiels optiques du proton.

Le but de ce travail étant l'étude des mécanismes de réaction *dans une large gamme d'énergies*, nous ne chercherons pas à optimiser les différents paramètres des potentiels optiques utilisés par une comparaison systématique avec les données expérimentales de diffusion élastique à chaque énergie. De plus, les effets des distorsions de la fonction d'onde du proton, conduisant essentiellement à une réduction de la section efficace, sont suffisemment connus pour espérer une variation régulière de ces effets en fonction de l'énergie incidente.

La dépendance radiale adoptée pour ces potentiels est celle de la densité nucléaire calculée dans le modèle de l'oscillateur harmonique pour les noyaux de la couche 1p :

$$U(r) = (V + i\,W)\left[1 + \frac{A-4}{6}\left(\frac{r}{a}\right)^2\right] e^{-r^2/a^2} \qquad (7.20)$$

où A est le nombre de masse du noyau cible et a le paramètre de l'oscillateur harmonique déterminé à partir de la diffusion d'électrons.

La dépendance en énergie de la profondeur des puits de potentiel réels (V) et imaginaires (W) n'est pas parfaitement définie et aucune étude systématique de ces paramètres n'existe pour la totalité du domaine d'énergie (50-800 MeV) qui nous interesse ici. Ces différentes déterminations phénoménologiques existantes conduisent ainsi à une dispersion de la valeur de ces paramètres autour d'une dépendance en énergie moyenne (voir par exemple [MOT65, WU62, PAS67]).

Nous avons donc choisi une dépendance en énergie moyenne *unique* pour chacun des paramètres V et W à partir des études phénoménologiques de la diffusion proton-noyau les plus récentes [BAT61, PAS75, COM80]. La figure 7.5 présente quelques unes de ces valeurs phénoménologiques ainsi que la dépendance en énergie adoptée pour notre analyse.

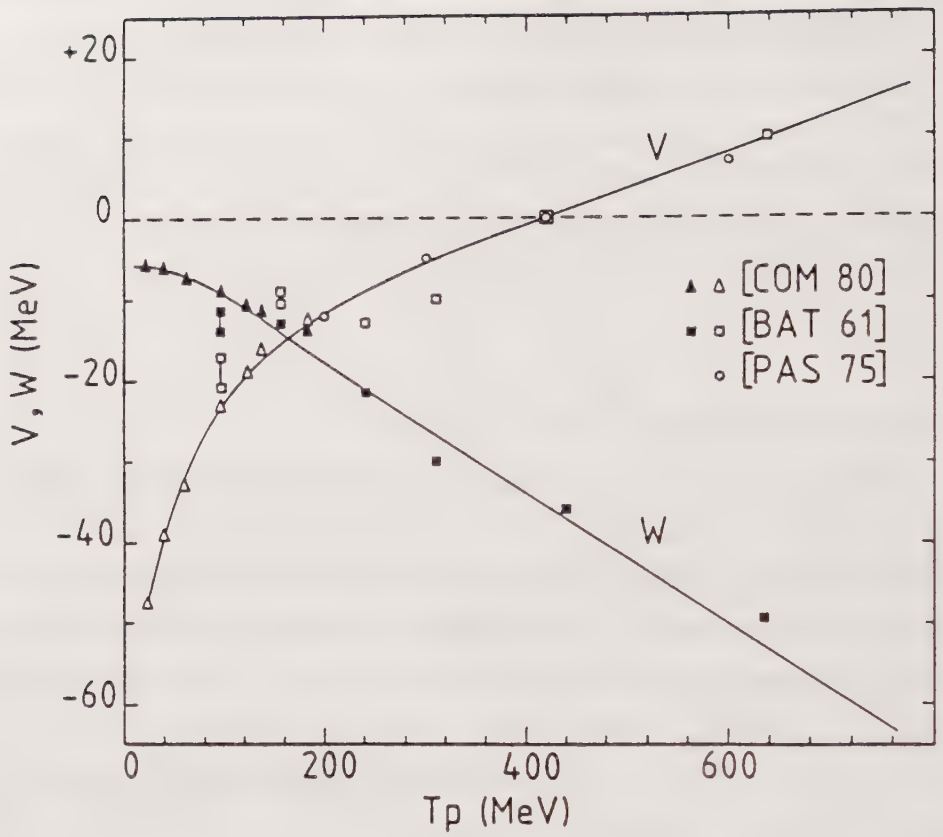



*Fig. 7.5 - Partie réelle (symboles vides) et partie imaginaire (symboles pleins) du terme central du potentiel optique en fonction de l'énergie cinétique du proton incident. Les courbes donnent la dépendance en énergie adoptée dans notre analyse.*

La détermination phénoménologique du terme spin-orbite du potentiel optique proton-noyau étant très fragmentaire au-delà de 200 MeV, nous avons préféré négliger ce terme. Bien que cette approximation puisse avoir de l'importance autour de 400 MeV, où la partie réelle du terme central s'annule, les effets de ce terme spin-orbite peuvent être simulés par une renormalisation de la profondeur du puits de potentiel central. Or, l'incertitude sur cette dernière, introduite par le choix d'une dépendance régulière et unique en fonction de l'énergie, rend difficile toute estimation de l'influence du terme spin-orbite sur l'ensemble du domaine d'énergie exploré.

## 7.2.3. RESULTATS ET DISCUSSION

### a) Le modèle à un nucléon

*i) Influence de la fonction d'onde du nucléon transféré*

Comme nous l'avons déjà plusieurs fois remarqué, un tel mécanisme de réaction, où le nucléon échangé emporte une part importante de l'impulsion transférée au noyau, doit être particulièrement sensible aux différences présentées par telle ou telle fonction d'onde à particule indépendante. C'est pourquoi nous avons choisi trois fonctions d'onde possédant des caractéristiques sensiblement différentes : la fonction d'onde de l'oscillateur harmonique (OH), une fonction d'onde calculée dans un puits de potentiel de Saxon-Woods (SW) et une fonction d'onde d'Elton-Swift (ES). Les paramètres des puits de potentiel dans lesquels ces fonctions d'onde sont calculées sont donnés dans le tableau 7.1.

Tableau 7.1 - Paramètres des puits de potentiel utilisés pour le calcul des fonctions d'onde du proton $1p_{1/2}$ dans $^{16}O$.

| | Référence | a(fm) | r(fm) | V(MeV) | $V_{SO}$(MeV) |
|---|---|---|---|---|---|
| OH | [DEJ74] | 1,81 | - | - | - |
| SW | | 0,65 | 1,10 | 63,1 | - |
| ES | [ELT67] | 0,65 | 1,41 | 51,5 | 13,0 |

Le comportement de ces fonctions d'onde dans l'espace des impulsions est présenté sur la figure 7.6. Au-delà de 100 MeV/c, la fonction d'onde de l'oscillateur harmonique présente une décroissance monotone et très rapide lorsque l'impulsion augmente. Si la fonction d'onde d'Elton-Swift est sensiblement identique à la précédente jusqu'à une impulsion d'environ 430 MeV/c, elle présente au-delà des oscillations importantes qui réhaussent le rôle des composantes de grande impulsion. Enfin, les paramètres du puits de potentiel de Saxon-Woods conduisent à une fonction d'onde décroissant moins vite que les précédentes et dont l'oscillation au-delà de 530 MeV/c favorise encore plus les grandes impulsions.

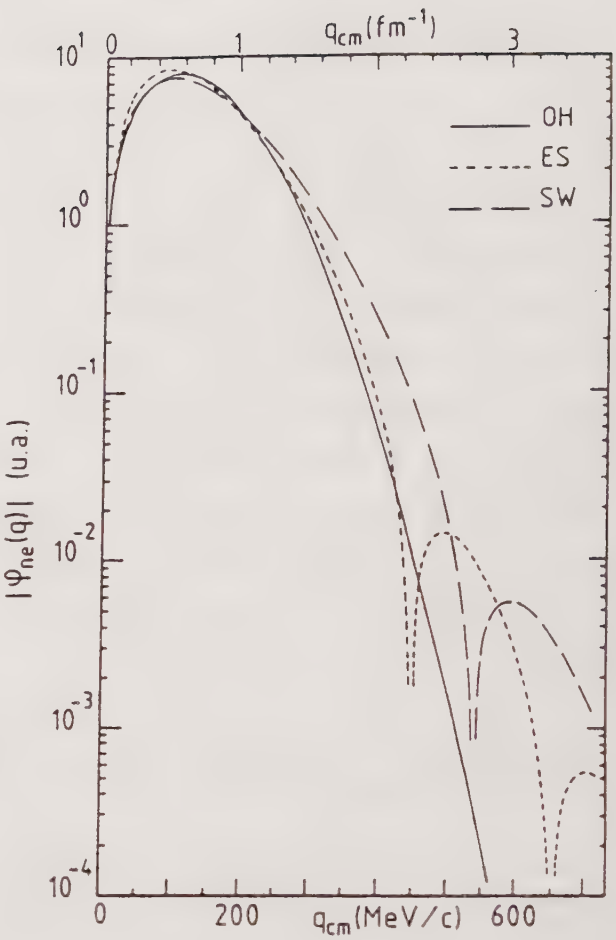



*Fig. 7.6 - Comparaison, en réprésentation d'impulsion, des trois fonctions d'onde utilisées pour le proton $1p_{1/2}$ dans $^{16}O$.*

La figure 7.7 présente les résultats du calcul des fonctions d'excitation de la réaction $^{16}O(\gamma,p)^{15}N_{E.F.}$ dans le cadre du modèle à un nucléon en ondes planes, pour trois impulsions transférées constantes : 320, 347 et 417 MeV/c. Sur cette figure, où la section efficace différentielle est calculée en unités arbitraires,la normalisation relative entre les différentes courbes a été respectée (tant pour les trois transferts d'impulsion considérés que pour les trois fonctions d'onde). L'influence de la fonction d'onde y est très nette : la forte décroissance de la section efficace lorsque le transfert d'impulsion augmente, depuis 320 MeV/c jusqu'à 417 MeV/c, est la conséquence directe de la variation des fonctions d'onde dans la plage d'impulsion correspondante. On remarquera en particulier que, dans le cas de la fonction d'onde de Saxon-Wood, cette décroissance est moins rapide et que la section efficace calculée est plus grande.

A titre de comparaison, la figure 7.7 montre aussi les mêmes fonctions d'excitation mesurées expérimentalement. On notera qu'en ce qui concerne la normalisation relative pour différents transferts d'impulsion, les caractéristiques d'un calcul en ondes planes vont dans le sens des remarques que nous avions faites dans le chapitre 4. Pour de faibles transferts d'impulsion (320 et 347 MeV/c), le modèle à un nucléon pourrait rendre compte des principales caractéristiques observées expérimentalement tandis qu'à plus grands transferts (417 MeV/c, et à fortiori 475 MeV/c) la décroissance de la section efficace expérimentale est bien moins rapide que ce que laisserait supposer le comportement des fonctions d'onde dans l'espace des impulsions

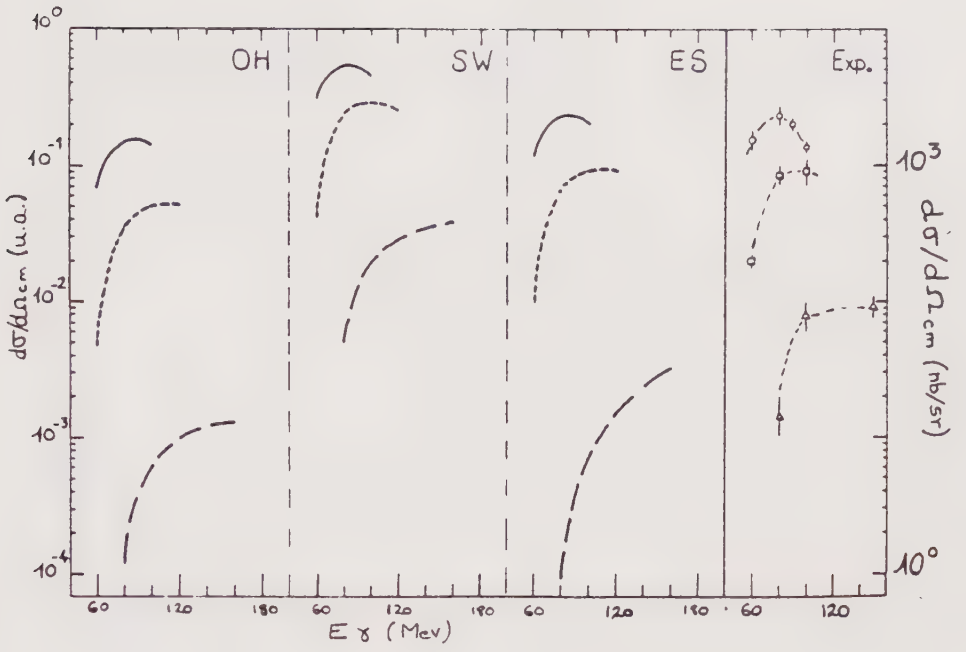



*Fig. 7.7 - Calcul dans le modèle à un nucléon en ondes planes des fonctions d'excitation de la réaction $^{16}O(\gamma,p)^{15}N_{E.F.}$ pour trois transferts d'impulsion constants : Q = 320 MeV/c (trait continu), 347 MeV/c (tirets courts) et 417 MeV/c (tirets longs). Les courbes reliant les points expérimentaux sont des guides pour l'oeil.*

*ii) Rôle des distortions de la fonction d'onde du proton*

Il ne faut cependant pas perdre de vue que les remarques que nous venons de faire n'ont valeur de conclusion que si elles sont confirmées par un calcul plus réaliste où l'on aura tenu compte des distorsions dans l'état final entre le proton émis et le noyau résiduel. Malheureusement, les résultats d'un tel calcul sont loin d'apporter cette confirmation.

La figure 7.8 présente *les mêmes informations* que la figure précédente mais calculées cette fois dans un formalisme en onde distordues. Le paramètre de l'oscillateur harmonique définissant la forme du potentiel optique proton-$^{15}$N (éq.7.20) est a = 1,78 fm [DEJ74], tandis que la dépendance en énergie des parties réelle et imaginaire de ce potentiel est celle présentée dans le paragraphe 7.2.2. La normalisation arbitraire des sections efficaces calculées étant *identique* à celle de la figure 7.7, on remarque que l'effet d'absorption dû à la partie imaginaire du potentiel optique conduit, comme l'on pouvait s'y attendre, à une atténuation globale de la section efficace, d'un ordre de grandeur environ pour Q = 320 MeV/c. Par contre, l'influence des distorsions sur la forme des fonctions d'excitation et sur leur normalisation relative est dramatique. Non seulement les résultats d'un tel calcul ne

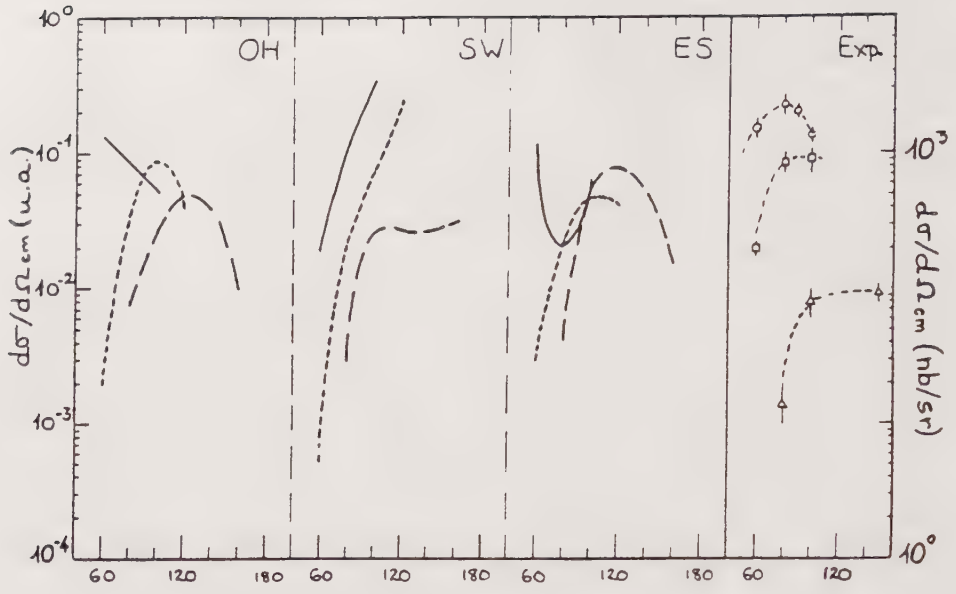



*Fig. 7.8 - Même légende que figure 7.7 pour un calcul dans le modèle à un nucléon en ondes distordues.*

présentent plus aucune ressemblance avec ceux d'un calcul en ondes planes mais ils révèlent de plus une sensibilité extrême au choix des fonctions d'onde. On remarquera, en particulier, que deux d'entre elles (OH et ES), qui donnaient des résultats presques identiques en ondes planes, conduisent ici à des fonctions d'excitation très différentes.

Afin d'illustrer un peu mieux cette interdépendance entre la fonction d'onde et l'effet des distorsions, nous avons calculé la distribution angulaire de la réaction $^{16}O(\gamma,p)^{15}N_{E.F.}$ à $E_\gamma$ = 60 MeV. Dans un calcul en ondes planes (figure 7.9), nous retrouvons l'accord qualitatif déjà observé pour la fonction d'excitation. De plus, la valeur de la section efficace est raisonnablement reproduite pour deux des fonctions d'onde (OH et ES) sur la majeur partie du domaine angulaire. Par contre, l'introduction des distorsions conduit à un désaccord important avec l'expérience (figure 7.10) qui explique les effets observés sur la fonction d'excitation. Aucune des fonctions d'onde utilisées ne reproduit la forme de la distribution angulaire expérimentale, en particulier aux angles avant. De plus, la section efficace différentielle calculée est beaucoup trop faible, d'un ordre de grandeur en moyenne et même de deux ordres de grandeur pour la fonction d'onde SW au-delà de 80°.

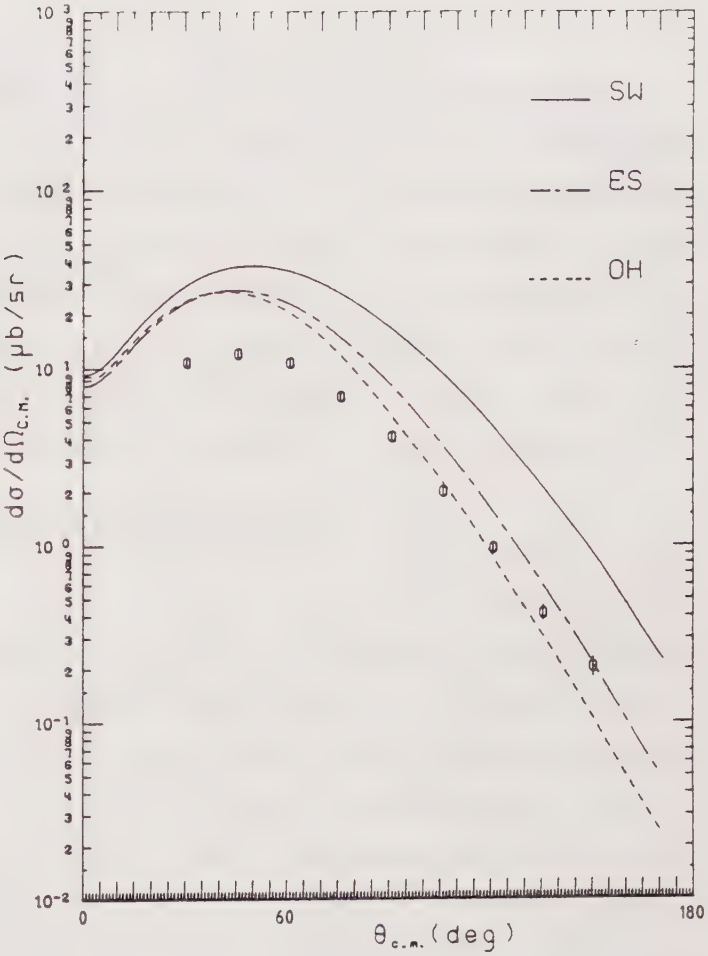



*Fig. 7.9 - Calcul en ondes planes dans le modèle à un nucléon de la distribution angulaire de la réaction $^{16}O(\gamma,p)^{15}N_{E.F.}$ à $E_\gamma$ = 60 MeV pour trois fonctions d'onde du proton $1p_{1/2}$ dans $^{16}O$. Les points expérimentaux (o) sont extraits de [FIN77].*

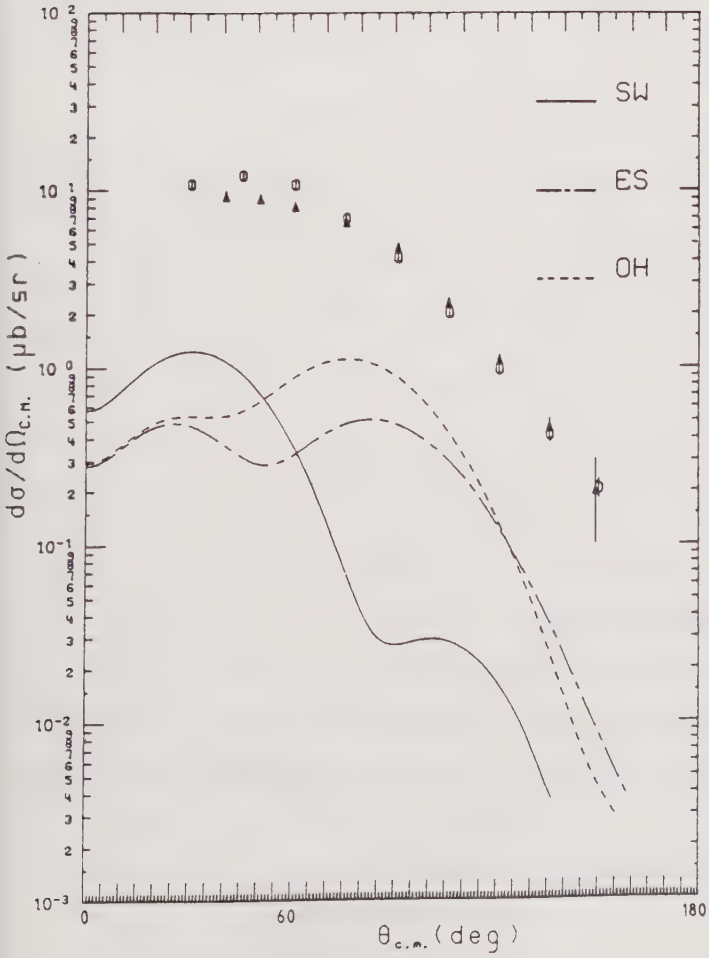



*Fig. 7.10 - Même légende que figure 7.9 pour un calcul en ondes distordues. Les points expérimentaux de la réaction $^{16}O(\gamma,n)^{15}O_{E.F.}$ (▲) sont extraits de [GOR 80].*

Essentiellement dû à l'effet dispersif de la partie réelle du potentiel optique, qui modifie l'impulsion du proton dans le champ moyen du noyau résiduel, cette sensibilité au choix de la fonction d'onde traduit le recouvrement important entre la fonction d'onde distordue du proton dans le noyau final et la fonction d'onde à particule indépendante de ce même proton dans le noyau cible. Cette dernière n'est alors plus testée autour d'une composante unique ($Q = |\vec{k}_\gamma - \vec{k}_p|$) mais dans une plage d'impulsions plus ou moins importante où les composantes de grande impulsion peuvent jouer un rôle non négligeable.

A ce stade de la discussion, on pourrait nous faire l'objection de n'avoir utilisé qu'un seul ensemble de paramètres de potentiel optique pour calculer la fonction d'onde distordue du proton. Nous avons déjà justifié ce choix de *paramètres raisonnables* par le soucis d'éviter, dans le cadre d'une étude de mécanisme de réaction, un nombre trop important de paramètres plus ou moins libres. Ceci dit, il est en effet certainement possible, par un choix jusdicieux de ces paramètres, d'obtenir un bien meilleur accord avec l'expérience. Si certains auteurs [BOF81a, BOF81b, LON82] reproduisent qualitativement les sections efficaces de la réaction $(\gamma,p)$ jusqu'à des énergies du $\gamma$ relativement élevées, d'autres [HEB76, GAR81] confirment les résultats que nous venons de présenter.

*iii) Comparaison des réactions $(\gamma,p)$ et $(\gamma,n)$*

Outre les problèmes cités plus haut, le modèle à un nucléon présente une *difficulté de principe* qui n'apparaît pas dans une étude limitée à la seule réaction $(\gamma,p)$. Sur la figure 7.10 nous avons aussi porté les résultats récents d'une expérience $^{16}O(\gamma,n)^{15}O_{E.F.}$ à la même énergie du photon $\gamma$ [GOR80] ; on remarque immédiatement que les distributions angulaires mesurées sont presque identiques, pour les deux réactions, sur la totalité du domaine angulaire exploré (de 30 à 150 degrés). Or ce résultat est surprenant dans le cadre du modèle à un nucléon. En effet, l'interaction forte étant indépendante de charge, la principale différence entre ces deux réactions provient d'effets purement coulombien. Alors que la section efficace de la réaction $(\gamma,p)$ est proportionnelle à la quantité donnée par l'équation (7.8), celle de la réaction $(\gamma,n)$ n'est proportionnelle qu'au terme magnétique [LON79]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma,n) \propto \mu_n^2 \, k_\gamma^2 \qquad (7.21)$$

où $\mu_n$ est le moment magnétique du neutron ($\mu_n$ = 1,91 e$\hbar$/2M). Compte tenu de la différence entre les énergies de liaison d'un neutron ($E_n$ = - 15,67 MeV) et d'un proton ($E_p$ = - 12,13 MeV) dans l'oxygène-16, dont l'effet sera de modifier légèrement la fonction d'onde du nucléon transféré, on peut donc s'attendre à ce que le rapport des sections efficaces différentielles des réactions $(\gamma,n)$ et $(\gamma,p)$

$$R = \frac{\mu_n^2 \, k_\gamma^2}{2 \, k_p^2 \sin^2\theta_p + \mu_p^2 \, k_\gamma^2} \frac{|\theta_n(\vec{Q})|^2}{|\theta_p(\vec{Q})|^2} \qquad (7.22)$$

soit, *contrairement à l'expérience*, nettement inférieur à 1 (de l'ordre de 1/10 à 90°).

C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure 7.11a où les distributions angulaires de la section efficace de la réaction $^{16}O(\gamma,n)^{15}O$ calculées en ondes planes et en ondes distordues sont comparées à celles de la réaction $^{16}O(\gamma,p)^{15}N$ présentées plus haut (la fonction d'onde adoptée ici est celle de l'oscillateur harmonique). On remarquera, en particulier, que l'accentuation du désaccord pour le calcul de la réaction $(\gamma,n)$ en ondes distordues peut difficilement être imputé à un choix de paramètres du potentiel optique puisque, pour les raisons déjà citées d'indépendance de charge de la force nucléaire, *le même potentiel optique* a été utilisé pour les deux réactions.

Cette difficulté du modèle à un nucléon est encore plus flagrante à plus haute énergie. A 80 MeV, par exemple, la section efficace expérimentale de la réaction $(\gamma,n)$ est *plus grande* que celle de la réaction $(\gamma,p)$ (figure 7.11b) ; la section efficace calculée pour la photoémission d'un neutron est alors sous-estimée d'environ deux ordres de grandeur.

En conclusion de ce paragraphe, il semble donc exclu que le modèle à un nucléon soit suffisant pour expliquer, *de façon cohérente*, les sections efficaces expérimentales des réactions $(\gamma,N)$, même dans un domaine d'énergie ($E_\gamma \lesssim 100$ MeV) et de transfert d'impulsions ($Q \lesssim 150$ MeV/c) où l'on pouvait raisonnablement espérer qu'il soit le mécanisme de réaction dominant. Par contre, de récents travaux [HEB76, GAR81] semblent montrer que les courants d'échange de mésons jouent un rôle important dans ces réactions de photoémission et ce dans un domaine d'énergie cinétique incidente (60-80 MeV) où la physique nucléaire "classique" avait l'habitude de les considérer comme négligeables.

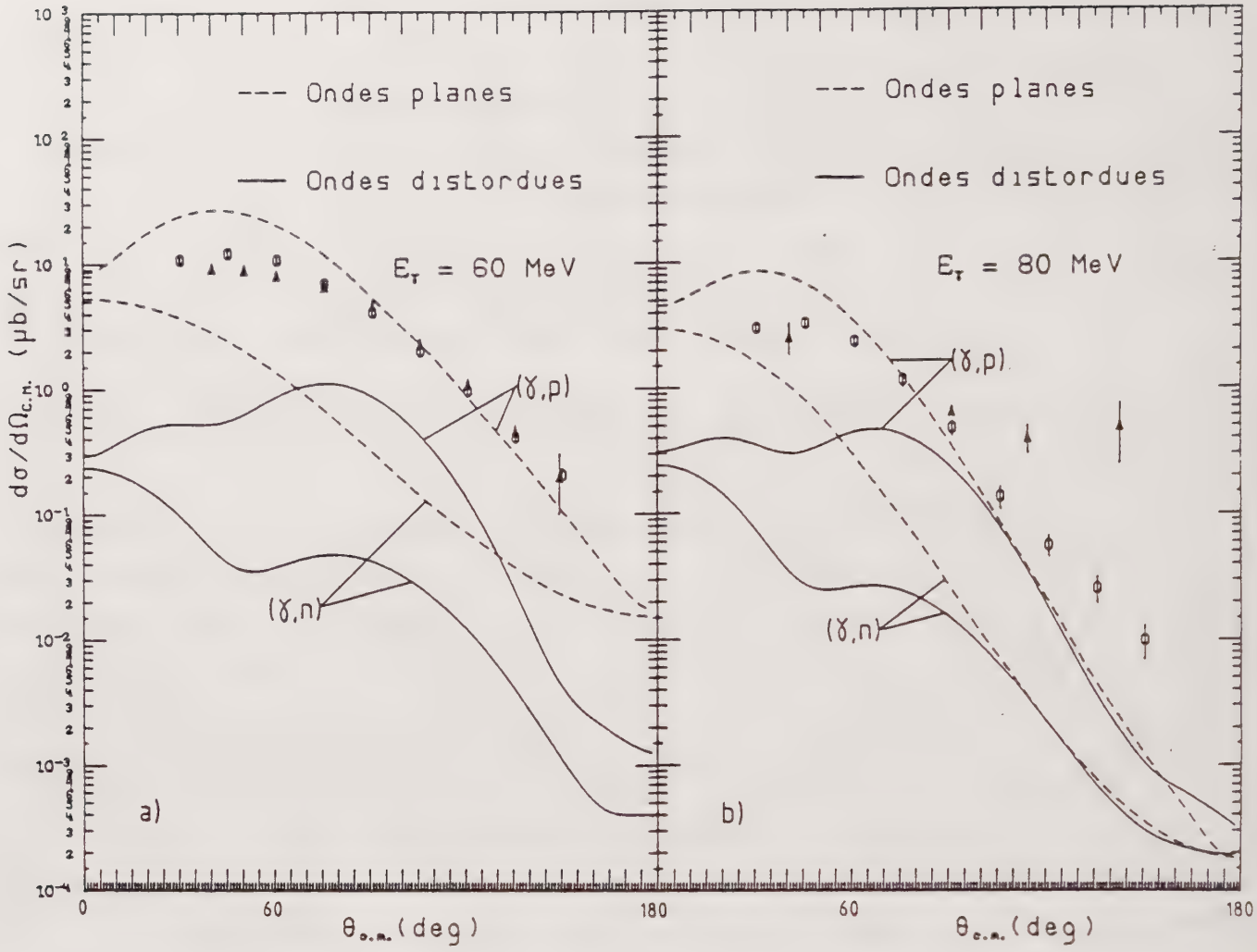



*Fig. 7.11 - Distributions angulaires des réactions (γ,p) et (γ,n) sur $^{16}O$ à : a) $E_\gamma$ = 60 MeV et b) $E_\gamma$ = 80 MeV. Les calculs dans le modèle à un nucléon en ondes planes (tirets) et en ondes distordues (trait continu) utilisent la fonction d'onde de l'oscillateur harmonique (OH). Les points expérimentaux sont extraits de [FIN77] pour la réaction (γ,p) (o) et de [GOR80] pour la réaction (γ,n) (▲).*

b) Le modèle à deux nucléons

Au vu des conclusions précédentes, il semble donc vain d'éviter de considérer le rôle explicite de l'échange d'un méson π dans un domaine d'énergie ($E_\gamma \gtrsim$ 150 MeV) et de transfert d'impulsion ($Q \gtrsim$ 450 MeV/c) où la résonance Δ(1232) joue un rôle certainement non négligeable (se souvenir des conclusions empiriques du chapitre 1). C'est pourquoi nous présenterons maintenant les résultats d'une analyse dans le modèle à deux nucléons supposant l'excitation de cette résonance dans un état intermédiaire γNN → NΔ → Np.

*i) Calcul en ondes planes*

La figure 7.12 présente les fonctions d'excitation de la réaction $^{16}O(\gamma,p)^{15}N_{E.F.}$ pour six transferts d'impulsion constants (320, 347, 417, 475, 550 et 594 MeV), calculées dans le modèle à deux nucléons en ondes planes pour la fonction d'onde de l'oscillateur harmonique (OH). L'*ensemble* des six courbes théoriques est normalisé arbitrairement sur le point expérimental (Q = 550 MeV/c, $E_\gamma$ = 160 MeV, $d\sigma/d\Omega$ = 14 nb/sr).

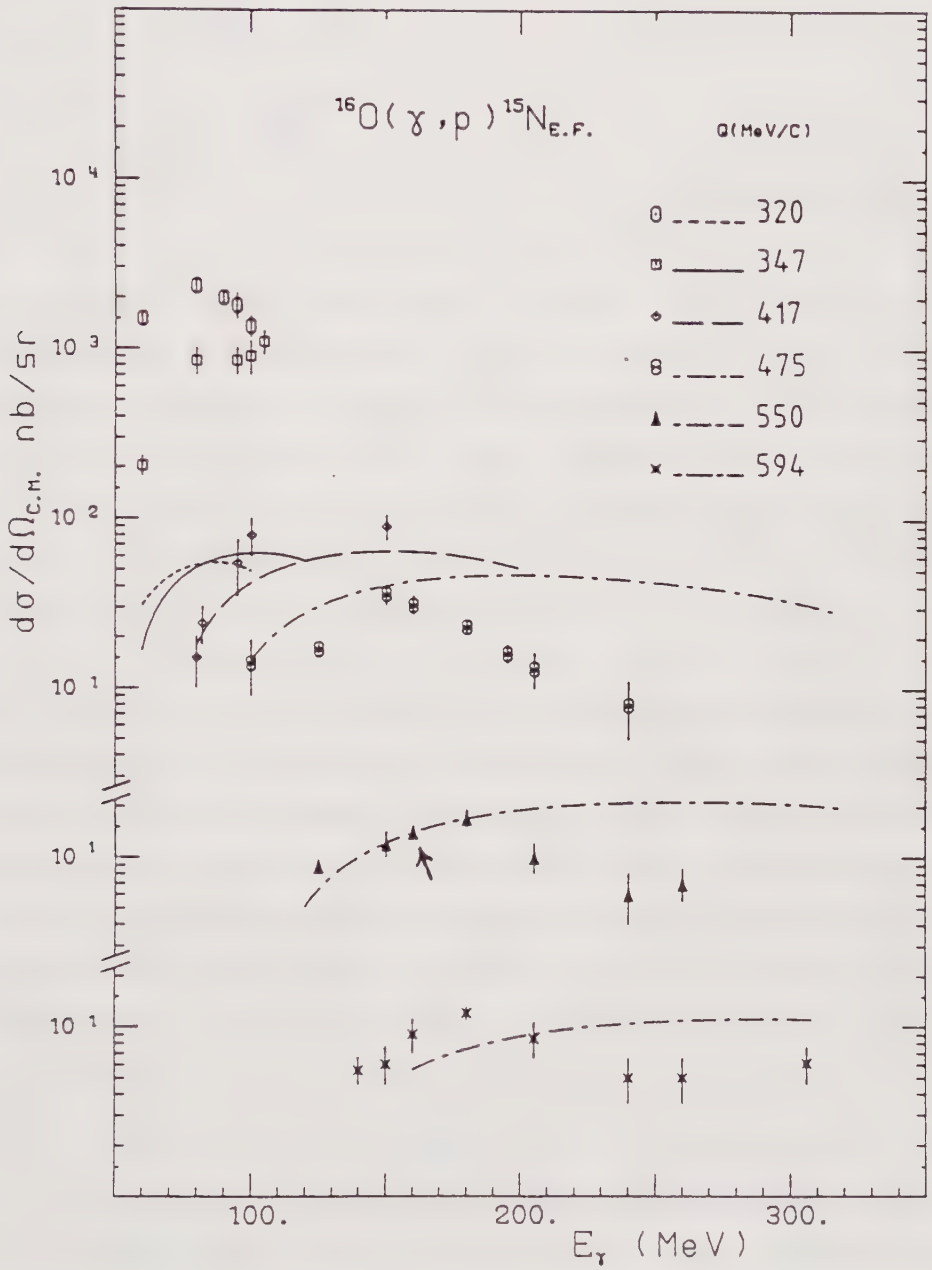



*Fig. 7.12 - Fonctions d'excitation de la réaction $^{16}O(\ p)^{15}N_{E.F.}$ pour six transferts d'impulsion constants différents calculées dans le modèle à deux nucléons en ondes planes (fonction d'onde OH, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV). L'ensemble des six courbes théoriques est normalisé sur le point expérimental indiqué par la flèche.*

Si la forme de ces fonctions d'excitation n'est que partiellement reproduite, on doit cependant noter que, pour des transferts d'impulsion supérieurs à 450 MeV/c, la normalisation relative des différentes courbes est très proche de celle observée expérimentalement. Par contre, ce modèle à deux nucléons, avec la seule excitation intermédiaire d'une résonance Δ, est incapable de reproduire la forte augmentation de la section efficace expérimentale à basse énergie ($E_\gamma \lesssim 120$ MeV) et faible transfert d'impulsion ($Q \lesssim 400$ MeV/c).

*ii) Influence de la fonction d'onde du nucléon transféré*

Une caractéristique nouvelle et importante du modèle à deux nucléons est sa faible sensibilité vis-à-vis du choix de la fonction d'onde du nucléon transféré. La figure 7.13 présente les résultats obtenus en ondes planes pour les trois fonctions d'onde déjà utilisées dans le cas du modèle à un nucléon. Pour éviter de surcharger la figure nous avons sélectionné les trois transferts d'impulsion les plus élevés pour lesquels le mécanisme de réaction étudié semble dominant, la conclusion tirée précédemment pour les transferts d'impulsion les plus faibles étant indépendante de la fonction d'onde choisie. L'*ensemble des 9 courbes* étant normalisé sur le point expérimental choisi plus haut, un tel calcul en ondes planes devrait refléter les caractéristiques des différentes fonctions d'onde.

La première remarque qui s'impose est la quasi identité des résultats obtenus pour les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique (OH) et d'Elton-Swift (ES) dans une plage d'impulsion ($q \gtrsim 450$ MeV/c) où ces fonctions d'onde ont un comportement très différent (figure 7.6). De plus, pour un transfert d'impulsion de 475 MeV/c par exemple, la fonction d'onde de Saxon-Woods utilisée est supérieure à celle de l'oscillateur harmonique d'environ un ordre de grandeur ce qui devrait conduire à une section efficace 100 fois plus grande ; or on peut constater que la différence des sections efficaces calculées est ici légèrement inférieure à 2. Ces remarques démontrent assez clairement que, dans un tel modèle à deux nucléons, les fonctions d'onde à particule indépendante sont testées dans une région où elles sont très semblables ($q \sim 150$ MeV/c). Alors que l'intégrale de recouvrement $I_{1n\ell}(Q)$ du modèle à deux nucléons (voir paragraphe 7.1.2) est calculée sur tout l'espace des impulsions, nous retrouvons ici, *quelque soit la fonction d'onde*, le principe du partage de l'impulsion transférée entre

le projectile et un nucléon du noyau cible, déjà démontré dans le cas de l'oscillateur harmonique (voir chapitre 4 et Annexe B).

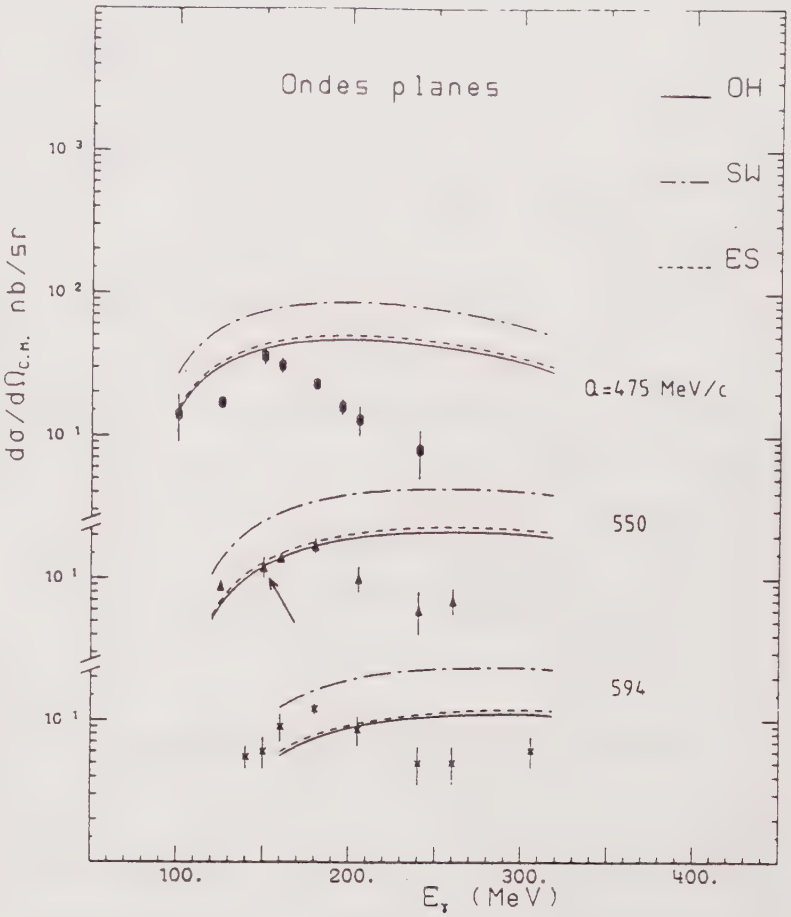



*Fig. 7.13 - Fonctions d'excitation de la réaction $^{16}O(\gamma,p)^{15}N_{E.F.}$ à trois transferts d'impulsion constants calculés dans le modèle à deux nucléons en ondes planes pour trois fonctions d'onde différentes : OH (trait continu), SW (trait point) et ES (tirets). L'ensemble des 9 courbes est normalisé sur le point expérimental indiqué par la flèche.*

*iii) Rôle des distorsions de la fonction d'onde du proton*

Une caractéristique plus importante encore de ce modèle à deux nucléons est la persistance de ces conclusions dans un traitement en ondes distordues. Les calculs effectués avec le *même ensemble de paramètres* de potentiel optique du proton que pour le modèle à un nucléon sont montrés sur la figure 7.14. Comparée aux résultats du calcul en ondes planes, la différence de normalisation arbitraire due aux effets d'absorption est ici d'un facteur environ 1/3. Le partage supplémentaire de l'impulsion transférée dû à l'effet dispersif du potentiel optique conduit, quant à lui, à une très légère modification de la forme des fonctions d'excitation calculées. Par contre, l'influence de la fonction d'onde à particule indépendante sur la normalisation relative des différentes courbes est presque identique à celle observée dans le calcul en ondes planes.

Avant de clore cette discussion de la réaction $(\gamma,p)$, il nous semble utile de commenter l'accord, somme toute grossier, obtenu quant à la forme des fonctions d'excitation calculées. Dans le modèle à

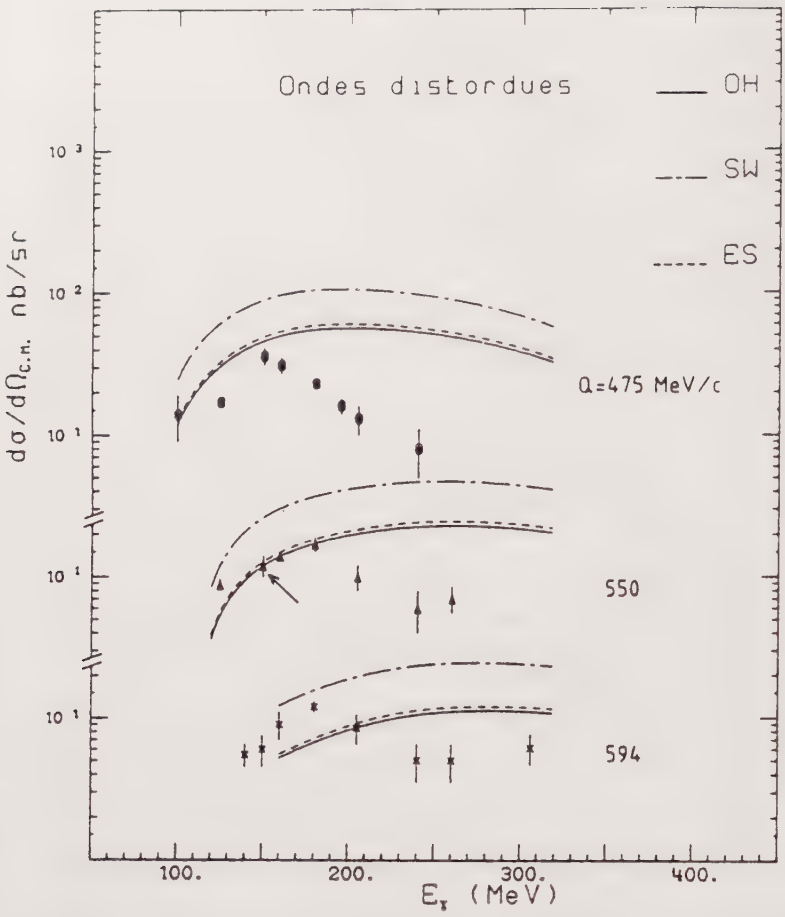



*Fig. 7.14 - Même légende que figure 7.13 pour un calcul en ondes distordues.*

deux nucléons utilisé (voir paragraphe 7.2.1), les seuls paramètres mal déterminés pouvant influencer la dépendance en énergie des sections efficaces calculées sont les masses régulatrices des facteurs de forme de prolongement hors-couche du pion virtuel (éq. 5.21) et de la résonance Δ intermédiaire (éq. 5.22). Pour diverses raisons, tenant en particulier au sujet de ce travail, nous avons préféré reporter la discussion de ces paramètres dans la deuxième partie de ce chapitre et adopter ici des valeurs raisonnables déterminées à partir d'autre analyses : $\Lambda_\pi$ = 800 MeV [BRA77, DOM81] et $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV. On notera enfin que la forme de ces fonctions d'excitation théoriques pourrait certainement être améliorée en incluant tous les diagrammes d'ordre chronologique (figure 5.4) et surtout d'autres processus d'interaction plus complexes négligés ici (terme de contact, pôle du nucléon, échange d'autres mésons par exemple).

En conclusion de cette analyse nous pouvons dire que si le modèle à un nucléon semble bien inadapté à l'interprétation des réactions de photoémission (γ,N), le modèle à deux nucléons avec excitation intermédiaire d'une résonance Δ permet de reproduire, au moins qualitativement, les principales caractéristiques expérimentales à grand transfert d'impulsion. Le mécanisme de réaction de ce modèle, et le partage de l'impulsion transférée qui en résulte, conduit en particulier à une bien moins grande sensibilité des résultats au choix de la fonction d'onde du nucléon lié. Enfin, les effets de la distorsion de la fonction d'onde du proton y sont relativement faibles et se traduisent surtout par une atténuation de la section efficace calculée.

## 7.3. ANALYSE DE LA REACTION $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ [COU81b].

La discussion précédente a permis de souligner clairement les difficultés associées à l'utilisation d'un modèle à un nucléon - difficultés de principe due à l'absence de cohérence dans l'interprétation simultanée des réactions $(\gamma,p)$ et $(\gamma,n)$, mais surtout extrême sensibilité aux différents paramètres du modèle. Or ces résultats ont été obtenus dans un domaine d'énergie se situant au-dessous du seuil de production de pions et à des transferts d'impulsions relativement faible. La réaction $(p,\pi)$, par contre, met en jeu des transferts d'impulsion bien plus importants dès le seuil de production ($Q > 430$ MeV/c) ; étant donné le comportement des fonctions d'onde à particule indépendante dans ce domaine d'impulsion, on peut donc s'attendre à ce que ces difficultés soient ici encore plus importantes. De plus, l'introduction des distorsions de la fonction d'onde du pion augmente le degrès de complexité et le nombre de paramètre du modèle. Rappelons enfin que l'importance fondamentale de ces effets de distorsions dans le cadre d'un modèle à un nucléon va à l'encontre des principes de base d'une approche dans l'approximation de Born (voir chapitre 6).

C'est pourquoi nous prendrons ici le parti de n'analyser la réaction $(p,\pi^+)$ que dans le cadre du mécanisme à deux nucléons. Ayant cependant pour but de calculer une variation de la section efficace en fonction de l'énergie, *depuis le seuil de production* jusqu'au delà de la résonance (3,3), nous devons inclure à priori, dans l'opérateur d'interaction à deux corps, les principaux termes pouvant jouer un rôle sur tout ou partie de cette importante gamme d'énergie. Ces contributions sont la rediffusion du pion dans l'onde S (figure 7.15a), la rediffusion dans l'onde P via un nucléon (figure 7.15b) ou une résonance $\Delta(1232)$ (figure 7.15c) ainsi que leur terme d'échange respectif dont nous ne figurons, pour définir la cinématique, que celui correspondant à l'excitation intermédiaire du $\Delta$ (figure 7.15d).

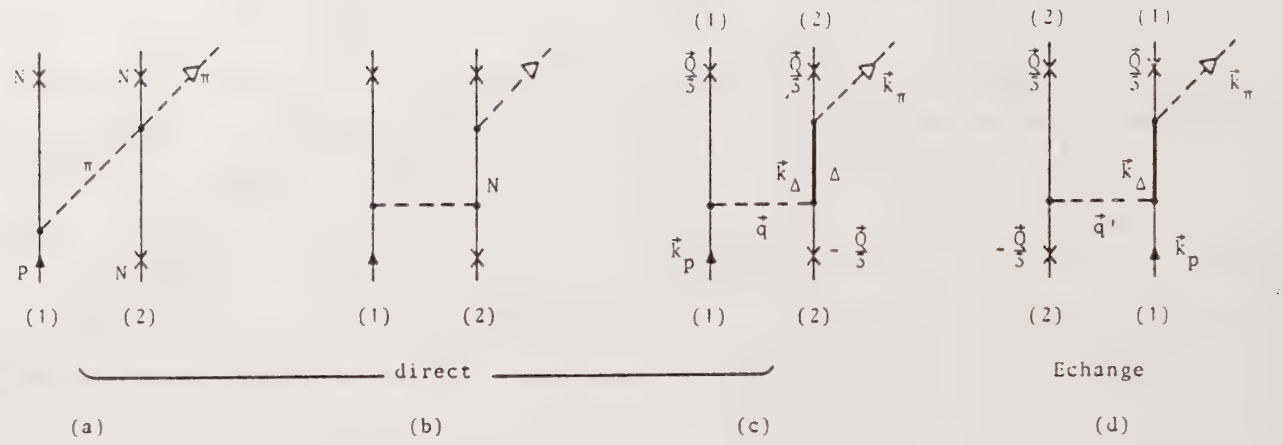



*Fig. 7.15 - Contributions à la réaction $(p,\pi^+)$ prises en compte dans le calcul de la fonction d'excitation et définition de la cinématique ($\vec{Q} = \vec{k}_p - \vec{k}_\pi$). Seul le terme d'échange correspondant à l'excitation du Δ est figuré ici.*

### 7.3.1. Le potentiel de transition du mécanisme à deux nucléons

Contrairement à la réaction $(\gamma,p)$ où nous ne considérons qu'une seule contribution au mécanisme à deux nucléons sur un noyau à couche fermée nous ne pouvons, ici, calculer directement la partie dynamique du module au carré du potentiel de transition. En effet, dans le cas de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$, tous les termes de la figure 7.15 contribuent de façon *cohérente* à la section efficace. Il nous faut donc les développer séparément afin de déterminer une moyenne de leur poids relatif lors de l'interférence.

Chaque potentiel est construit de la même façon que pour la réaction $(\gamma,p)$. Toutes les fonctions de vertex nécessaires ont déjà été définies à l'exception de celle correspondant à la rediffusion du pion dans l'onde S (éq. 5.29) dont la réduction non relativiste est immédiate. L'opérateur d'interaction à deux corps schématisé par le diagramme de la figure 7.15a s'écrit alors, compte tenu de l'équation (5.31) :

$$h_{OS}(1,2) = \frac{4\pi}{m_\pi} \left[ \lambda_1 \, \vec{\phi}^{q} . \vec{\phi}^{k_\pi} - i \, \lambda_2 \, \frac{\omega}{m_\pi} \, \vec{\tau}_2 . (\vec{\phi}^{q} \times \vec{\phi}^{k_\pi}) \right] F^2(q^2) \, G_\pi(q^2) \, \left(\frac{f_\pi}{m_\pi}\right) \vec{\sigma}_1 . \vec{q} \; \vec{\tau}_1 . \vec{\phi}^{q} \tag{7.23}$$

où $\vec{\phi}$ est le champ (vecteur dans l'espace d'isospin) associé au pion virtuel échangé ($\vec{\phi}^{q}$) et au pion émis ($\vec{\phi}^{k_\pi}$). Le facteur de forme de comportement hors couche $F(q^2)$ est pris, comme précédemment, sous sa forme monopolaire (éq. 5.22).

Le propagateur du pion s'écrit :

$$G_\pi(q^2) = \frac{1}{2\ \omega(q)} \left( \frac{1}{\omega(q) - T_p} + \frac{1}{\omega(q) + E_\pi} \right) \qquad (7.24)$$

où $\omega(q)$ est l'énergie totale du pion virtuel (eq. 5.26), $T_p$ l'énergie cinétique du proton incident et $E_\pi$ l'énergie totale du pion émis.

L'opérateur d'interaction associé à la diffusion dans l'onde P avec un nucléon dans l'état intermédiaire (figure 7.15b) prend, de même, la forme :

$$h_N(1,2) = \left(\frac{f_\pi}{m_\pi}\right)^2 \vec{\sigma}_2.\vec{k}_\pi\ \vec{\sigma}_2.\vec{q}\ \vec{\tau}_2.\vec{\phi}^{k_\pi}\ \vec{\tau}_2.\vec{\phi}^{q}\ G(q,M_N)\ F^2(q^2)\ \left(\frac{f_\pi}{m_\pi}\right)\ \vec{\sigma}_1.\vec{q}\ \vec{\tau}_1.\vec{\phi}^{q} \qquad (7.25)$$

tandis que celui correspondant à l'excitation intermédiaire du $\Delta$ sera donné par :

$$h_\Delta(1,2) = \left(\frac{f_\Delta}{m_\pi}\right)^2 \vec{S}_2.\vec{k}_\pi\ \vec{S}_2^{+}.\vec{q}\ \ \vec{T}_2.\vec{\phi}^{k_\pi}\ \vec{T}_2^{+}.\vec{\phi}^{q}\ G(q,M_\Delta)\ F^2(q^2)\ \left(\frac{f_\pi}{m_\pi}\right)\ \vec{\sigma}_1.\vec{q}\ \vec{\tau}_1.\vec{\phi}^{q} \qquad (7.26)$$

Les propagateurs $G(q,M_i)$, i = N ou $\Delta$, apparaissant dans ces expressions incluent *tous les diagrammes* d'ordre chronologique de la figure 5.4 et leur expression est donnée par l'équation (5.25).

La partie dynamique $\tilde{V}(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi,\vec{q})$ permettant de calculer notre section efficace (éqs. 7.4 et 7.6) est obtenue, pour chacune des contributions précédentes, en faisant une moyenne sur les états de spin et d'isospin. Cette moyenne est évaluée, pour chacun d'eux, en calculant comme précédemment le module au carré des termes de spin et d'isospin. Nous avons alors :

$$\tilde{V}_{OS}(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi,\vec{q}) = C_{OS}\ F^2(q^2)\ G_\pi(q^2)\ q\ \vec{n} \qquad (7.27a)$$

$$\tilde{V}_N(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi,\vec{q}) = C_N\ F^2(q^2)\ G(q,M_N)\ q^2 k_\pi\ \vec{n} \qquad (7.27b)$$

$$\tilde{V}_\Delta(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi,\vec{q}) = C_\Delta\ F^2(q^2)\ G(q,M_\Delta)\ (\vec{q}.\vec{k}_\pi - \tfrac{i}{3}\ k_p\ k_\pi\ \sin\theta_\pi)\ q\ \vec{n} \qquad (7.27c)$$

où $\vec{n}$ est un vecteur unitaire dans la direction de l'impulsion du pion virtuel. Les coefficients $C_{OS}$, $C_N$ et $C_\Delta$ représentent le poids relatif moyen des trois contributions, leur valeur étant donnée par :

$$C_{OS} = -8\pi \left(\frac{\lambda_1}{m_\pi} + \frac{\lambda_2}{m_\pi}\frac{E_\pi+\omega}{2m_\pi}\right) , \quad C_N = \left(\frac{f_\pi}{m_\pi}\right)^3 \text{ et } C_\Delta = \frac{f_\pi}{m_\pi}\left(\frac{f_\Delta}{m_\pi}\right)^2\left(\frac{2}{3}\right)^2 . \quad (7.28)$$

où $\omega$ désigne l'énergie du pion virtuel échangé.

Pour les termes directs, l'impulsion q du pion virtuel échangé est donnée par la conservation des impulsions au vertex (figure 7.15c) :

$$q = \left|\frac{2}{3}\vec{k}_p + \frac{1}{3}\vec{k}_\pi\right| . \quad (7.29)$$

Les différentes contributions au *terme d'échange* s'expriment de façon identique aux expressions (7.27) où l'on aura remplacé q par q' (figure 7.15d) :

$$q' = \frac{2}{3}\left|\vec{k}_p - \vec{k}_\pi\right| \quad (7.30)$$

et le vecteur unitaire $\vec{n}$ par le vecteur correspondant $\vec{n}' = \vec{q}'/|\vec{q}'|$. Ces vecteurs unitaires sont là pour rappeler que, pour une énergie cinétique incidente $T_p$ et un transfert d'impulsion Q donnés - c'est-à-dire un couple $(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi)$ donné -, les termes directe et d'échange doivent être sommés de façon *cohérente*.

Pour les raisons de transfert d'énergie nulle déjà invoquées, le propagateur $G_\pi(q'^2)$ du pion virtuel dans le terme d'échange s'écrira sous la forme simplifiée $1/(q'^2 + m_\pi^2)$. Enfin, tout comme pour l'étude de la réaction $(\gamma,p)$, l'énergie totale de la résonance est donnée par l'équation (5.29), son impulsion étant définie par :

$$\vec{k}_\Delta = \frac{1}{3}\vec{k}_p + \frac{2}{3}\vec{k}_\pi . \quad (7.31)$$

La partie dynamique de l'opérateur de production à deux corps de la réaction $(p,\pi^+)$ sera finalement donnée par la somme cohérente des différentes contributions :

$$\tilde{V}_1(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi) = \left[\tilde{V}_{OS}(\vec{q}) + \tilde{V}_N(\vec{q}) + V_\Delta(\vec{q})\right]_D + \left[\tilde{V}_{OS}(\vec{q}') + \tilde{V}_N(\vec{q}') + \tilde{V}_\Delta(\vec{q}')\right]_E \quad (7.32)$$

où les indices D et E indiquent les termes direct et d'échange.

7.3.2. Les potentiels optiques du pion

La méthode utilisée pour calculer l'effet des distorsions de la fonction d'onde du pion est exactement la même que celle exposée dans le paragraphe 7.2.2. Dans le cas du méson π cependant, le choix de la forme théorique des potentiels optique et la détermination des paramètres correspondants sont plus ambigus, essentiellement à cause de problèmes de double comptage. De plus, nous le verrons plus loin, les résultats de notre analyse montrent une sensibilité à ces choix bien plus grande.

Le calcul des distorsions du pion pose plusieurs problèmes. Tout d'abord, nous avons déjà remarqué dans le chapitre 6 que les potentiels optiques conventionnels (du type potentiel de Kisslinger ou potentiel Laplacien) utilisés pour la diffusion pion-noyau surestimaient la section efficace des réactions (p,π) à cause de leur comportement divergent lorsque le pion est fortement hors-couche. Cette sérieuse ambiguité peut être évitée en utilisant un potentiel effectif local de diffusion dans l'onde S, analogue aux potentiels nucléon-noyau classiques ; malheureusement, à cause du succès des potentiels non-locaux précédents dans la diffusion π-noyau, il n'existe que très peu d'analyses phénoménologiques où des potentiels locaux de ce type sont explicitement utilisés et testés. Enfin, en l'absence de données expérimentales de diffusion élastique pion-noyau à haute énergie, notre connaissance des paramètres du potentiel optique au-delà de la résonance (3,3) est très fragmentaire.

Compte tenu de ces remarques, nous avons testé quatre types différents de potentiels optiques pour étudier l'influence des distortions de la fonction d'onde du pion sur l'analyse des fonctions d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$, depuis le seuil de production jusqu'à une énergie du proton incident de 800 MeV.

Les deux premiers ($U_1$ et $U_2$) sont des potentiels locaux de diffusion dans l'onde S dont la dépendance radiale est définie de la façon habituelle :

$$U_\lambda(r) = (V_\lambda + i\, W_\lambda)\rho(r) \; ; \; \lambda = 1,2 \qquad (7.33)$$

où la densité $\rho(r)$ est calculée dans le modèle de l'oscillateur harmonique pour les noyaux de la couche 1p (éq. 7.20) et normalisée sur le volume du noyau (de nombre de masse A) :

$$\int_0^\infty \rho(r)\, dr = \frac{4}{3}\,\pi\, R^3 \qquad \text{avec} \qquad R = 1{,}4\, A^{1/3}\ \text{fm}. \qquad (7.34)$$

Les profondeurs des puits du potentiel $U_1$ [FRA56] ont été déterminées à partir de l'analyse de la diffusion pion-nucléon libre et ont été utilisées avec succès pour étudier la dépendance en énergie de la réaction $(\gamma,p\pi^-)$ [LAG72].

Les paramètres utilisés dans notre analyse sont donnés dans le tableau 7.2 et leur dépendance en énergie est illustrée sur la figure 7.16. Au-delà de 280 MeV, nous avons procédé à une extrapolation lente compatible avec la variation en énergie des données de la diffusion pion-nucléon libre [HOH64]. On remarquera que ces paramètres présentent les caractéristiques d'une interaction résonante (annulation de la partie réelle, maximum de la partie imaginaire) due à la présence de la résonance $\Delta(1232)$.

Tableau 7.2 - Profondeur (en MeV) des puits réels ($V_1$=$V_2$) et imaginaires ($W_1$,$W_2$) des potentiels optiques locaux simples pion-noyau $U_1$ et $U_2$.

| $T_\pi$(MeV) | $V_1$ | $W_1$ | $W_2$ | $T_\pi$(MeV) | $V_1$ | $W_1$ | $W_2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 15 | - 7,5 | - 1,5 | - 5,0 | 180 | - 5,0 | - 91,0 | - 49,0 |
| 41 | - 21,0 | - 5,5 | - 16,0 | 222 | + 48,0 | - 96,0 | - 43,0 |
| 94 | - 48,0 | - 22,5 | - 38,0 | 307 | + 60,0 | - 57,5 | - 32,5 |
| 128 | - 58,0 | - 46,0 | - 48,0 | 389 | + 60,0 | - 34,0 | - 26,0 |
| 154 | - 43,0 | - 67,5 | - 51,0 | 551 | + 60,0 | - 25,0 | - 21,0 |

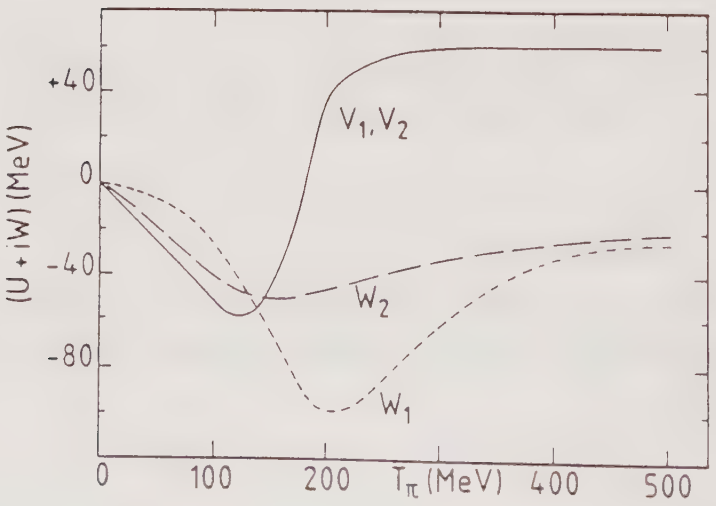



*Fig. 7.16 - Dépendance en énergie des profondeurs des puits réels ($V_1$=$V_2$) et imaginaires ($W_1$,$W_2$) des potentiels optiques pion-noyau $U_1$ et $U_2$.*

Basé sur la diffusion pion-nucléon *libre*, le potentiel optique précédent présente le sérieux défaut de négliger, dans sa partie ima-

ginaire, l'influence croissante des voies de diffusion inélastique due à la présence du noyau, en particulier lorsque l'énergie augmente.

Afin de simuler ces corrections d'ordre supérieur nous avons, tout en gardant *la même partie réelle* $V_1$, construit une interaction pion-nucléon "*effective*" pour dériver la partie imaginaire $W_2$ du second potentiel $U_2$. Utilisant les données de section efficace totale pion-*noyau*, pour différents noyaux légers dans un large domaine d'énergie [CLO74], nous avons dérivé une section efficace totale "effective" pion-nucléon entre 0 et 500 MeV :

$$\tilde{\sigma}_{\pi N}(T_\pi) = \sigma_T(T_\pi)/A. \tag{7.35}$$

La profondeur du puits de potentiel imaginaire est alors donnée par la procédure habituelle de l'impulsion effective :

$$W_2(T_\pi) = -\frac{1}{2}\,\rho_o\,\tilde{\sigma}_{\pi N}(T_\pi) \tag{7.36}$$

où $\rho_o$ est la densité de matière nucléaire infinie. Le passage à un noyau de dimensions finies se fait dans l'approximation de densité locale

$$\rho_o \rightarrow \rho_o \left[\frac{\rho(r)}{\rho_o}\right] \tag{7.37}$$

où la fonction $\rho(r)/\rho_o$ est normalisée à 1 à l'origine. La dépendance radiale de $\rho(r)$ est comme précédemment celle de l'oscillateur harmonique (éq. 7.20). La principale caractéristique de cette partie imaginaire (figure 7.16 et tableau 7.2) est une dépendance en énergie moins marquée ; l'effet de la forte absorption due à la résonance $\Delta$ devrait donc être diminué par rapport au potentiel $U_1$.

Le troisième potentiel optique utilisé inclut explicitement les caractères de diffusion dans l'onde P de l'interaction $\pi$-N (second terme de l'équation (6.4)). Cependant, afin d'atténuer les effets du comportement hors-couche d'un tel potentiel à l'intérieur du noyau, nous utiliserons la forme, dite du potentiel Laplacien local, qui consiste à poser $|\vec{q}| = |\vec{k}_\pi|$ dans l'équation (6.6). L'identité

$$\vec{q}.\vec{k}_\pi = \frac{1}{2}\,(q^2 + k_\pi^2) - \frac{1}{2}\,(\vec{q} - \vec{k}_\pi)^2 \tag{7.38}$$

conduit alors à un potentiel Laplacien local de la forme :

$$U_3(r) = -\frac{4\pi}{2\,E_\pi}\left[(b_o + b_1)\,k_\pi^2\,\rho(r) - \frac{b_1}{2}\,\Delta\,\rho(r)\right]. \tag{7.39}$$

Les paramètres complexes $b_o$ et $b_1$ que nous avons utilisé sont ceux, indépendant du noyau cible, qui ont permis une analyse cohérente de la diffusion élastique $\pi^{-12}C$ à plusieurs énergies autour de la résonance (3,3) [DED71]. De par sa forme et son comportement hors-couche non singulier, un tel potentiel n'autorise pas de grandes valeurs de l'impulsion du pion à l'intérieur du noyau ; les effets dispersifs dus à la partie réelle devrait donc être bien inférieurs à ceux des potentiels $U_1$ et $U_2$.

Nous avons utilisé un quatrième type de potentiel optique qui inclut des termes d'ordre supérieur, en $\rho^2(r)$. Ces termes permettent d'inclure *explicitement*, dans l'effet des distorsions, l'absorption du pion sur *une paire de nucléons*. La forme caractéristique de ce potentiel, donnée par

$$U_4(r) = -\frac{4\pi}{2\,E_\pi}\left[b_o\,\rho(r) + c_o\,\nabla\,\rho(r)\,\nabla + b_1\,\rho^2(r) + c_1\,\nabla\,\rho^2(r)\,\nabla\right] \qquad (7.40)$$

a été convertie en un potentiel Laplacien local pour pouvoir être utilisée dans le programme de calcul DWUCK5. Les paramètres complexe $b_o$, $c_o$, $b_1$ et $c_1$ utilisés dans notre calcul sont ceux de l'article de L.C. Liu [LIU78] où l'on trouvera aussi une dérivation complète de ces potentiels du second ordre. La présence et l'origine des termes en $\rho^2(r)$ diminuent l'importance de la partie imaginaire du terme en $\rho(r)$ puisque qu'une partie importante de l'absorption est déjà prise en compte ; de plus les termes dérivatifs atténuent l'importance des distorsions à l'intérieur du noyau. Enfin et surtout, l'influence réciproque des différents termes de ce potentiel devrait tempérer la variation de l'effet des distorsions en fonction de l'énergie.

Nous terminerons en remarquant que l'extrapolation vers les hautes énergies des différents paramètres de ces deux derniers potentiels a été faite de façon identique à celle du potentiel $U_1$.

### 7.3.3. Résultats et discussion

Pour toutes les raisons invoquées au début de cette seconde section, nous limiterons notre analyse des fonctions d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ au modèle à deux nucléons. Nous présenterons d'abord des calculs en ondes planes pour étudier l'influence

des fonctions d'ondes nucléaires et le rôle des différentes contributions du potentiel d'interaction. Nous discuterons ensuite l'importance des distorsions de la fonction d'onde du pion et les problèmes qui en résultent.

a) Calculs en ondes planes

*i) Influence de la fonction d'onde du nucléon transféré*

Comme pour l'analyse de la réaction (γ,p) nous avons utilisé trois fonctions d'onde différentes. Le bore-11 étant un noyau léger dont la densité ne présente pas d'effets de saturation, nous avons chois deux fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique : la première (OH1) extraite de la diffusion d'électrons (a=1,69 fm [DEJ74]), la seconde (OH2) de paramètre arbitraire (a=1,75 fm) pour en étudier l'influence. Afin de tester le rôle des composantes de grande impulsion, la troisième fonction d'onde (SW) est calculée dans un puits de potentiel de Saxon-Woods (V = - 61,8 MeV ; r = 1,1 fm ; a = 0,65 fm). Le comportement de ces fonctions d'onde dans l'espace d'impulsion (figure 7.17) est maintenant bien connu : si une augmentation raisonnable du paramètre a de l'oscillateur harmonique atténue légèrement la fonction d'onde aux grandes impulsion (d'un facteur environ 2 à 600 MeV/c), la fonction d'onde de Saxon-Woods favorise nettement les composantes de grande impulsion.

Les résultats d'un calcul du modèle à deux nucléons en ondes planes est montré sur la figure 7.18. Ces calculs n'utilisent que la contribution de la résonance Δ (diagrammes c et de la figure 7.15) avec les paramètres des facteurs de forme de prolongement hors-couche déjà utilisés pour la réaction (γ,p) : $\Lambda_\pi$ = 800 MeV et $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV. Pour *chaque* fonction d'onde, l'*ensemble des 5 courbes théoriques*, correspondant aux différents transferts d'impulsion, est normalisé sur le point expérimental (Q = 510 MeV/c ; $T_p$ = 320 MeV ; $d\sigma/d\Omega$ = 1235 nb/sr). La première remarque que l'on doit faire concerne l'accord, somme toute surprenant pour un calcul en ondes planes, obtenu quant à la variation de la section efficace en fonction de l'énergie. Cet accord semble indiquer que le potentiel de transition du modèle à deux nucléons lui-même contient les principales caractéristiques de la dépendance en énergie de la section efficace. En effet, dans un tel calcul en ondes planes, les effets de structure nucléaire ne doivent entrer que dans la normalisation *relative* pour différents transferts d'impulsion. On notera, à cet

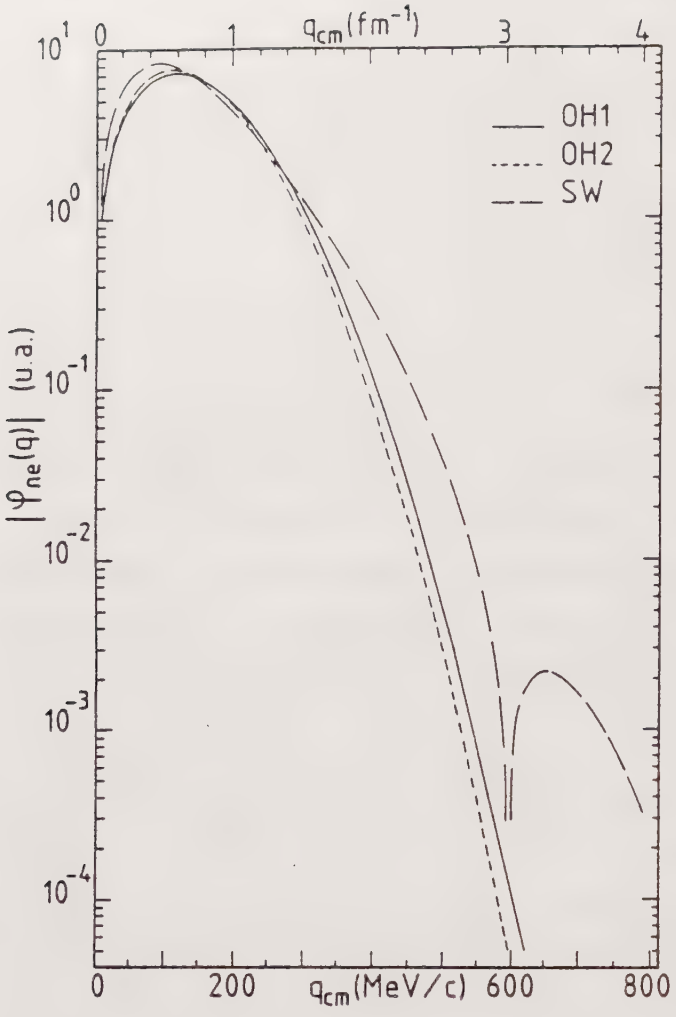



*Fig. 7.17 - Comparaison, en représentation d'impulsion, des trois fonctions d'onde utilisée pour le neutron $1p_{3/2}$ dans $^{11}B$.*

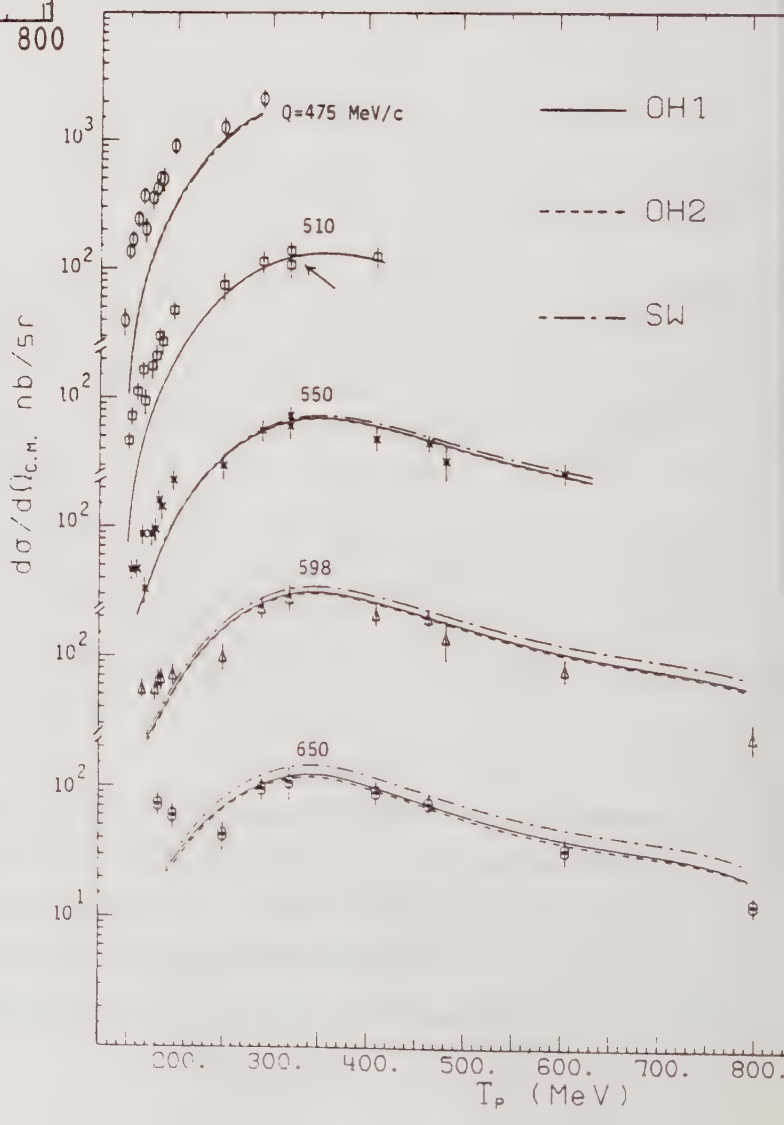



*Fig. 7.18 - Fonctions d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ pour 5 transferts d'impulsion constants différents, calculées dans le modèle à deux nucléons en ondes planes ($\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV). Pour chaque fonction d'onde (OH1, OH2, SW), l'ensemble des 5 courbes est normalisé sur le point expérimental indiqué par la flèche.*

égard, que l'accord avec la normalisation relative des différentes fonctions d'excitation expérimentales est très bon dans un large domaine d'impulsion transférée. Enfin, compte tenu de la différence de normalisation arbitraire pour les trois fonctions d'onde utilisées (1/1,19/0,69 respectivement pour OH1/OH2/SW), on voit que l'influence de celles-ci est très faible. Etant donné le comportement de ces fonctions d'onde dans le domaine d'impulsions transférées testées ici (de 475 à 650 MeV/c), ces résultats confirment les conclusions relatives au partage du transfert d'impulsion entre le projectile et un nucléon du noyau cible que nous avions tiré de l'analyse de la réaction $(\gamma,p)$.

*ii) Contribution des différents termes du modèle à deux nucléons*

Nous discuterons ici l'importance des deux autres processus que nous avons introduit dans notre modèle : la rediffusion du pion dans l'onde S et le terme de pôle du nucléon (respectivement diagrammes a et b de la figure 7.15). Dans la mesure où les autres transferts d'impulsion montrent des effets analogues, nous nous limiterons ici à la fonction d'excitation à Q = 550 MeV/c en utilisant la fonction d'onde OH1 et les paramètres $\Lambda_\pi$ = 800 MeV et $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV.

La figure 7.19 montre l'effet de l'interférence du terme de rediffusion dans l'onde S avec la contribution de la seule résonance $\Delta$ (les termes direct et d'échange sont inclus). Les deux calculs présentés correspondent à deux prolongements hors-couche extrêmes du vertex à quatre branches de la diffusion dans l'onde S. La courbe OS1 correspond à l'approximation $\omega = E_\pi$, pour l'énergie totale du pion virtuel, dans l'expression du poids relatif $C_{OS}$ (éq. 7.28). Pour le second calcul (OS2) nous avons posé $\omega = \sqrt{q^2 + m_\pi^2}$ où q est l'impulsion du pion virtuel. L'influence de ces contributions de diffusion dans l'onde S est faible et surtout sensible près du seuil de production où la contribution de la résonance $\Delta$, dans l'approximation statique utilisée, s'annule. Nous rappelerons ici les résultats expérimentaux de la réaction $(p,\pi^\circ)$ à l'extrême seuil de production [PIC81] (voir paragraphe 1.3) qui semblent indiquer que la contribution de ce terme est encore plus faible que celle calculée ici.

La contribution du terme de rediffusion d'onde P avec un nucléon dans l'état intermédiaire (figure 7.15b) est encore plus faible que la précédente. Sur la figure 7.20 on voit que, sauf très près du seuil, l'influence de ce terme est négligeable sur la totalité du

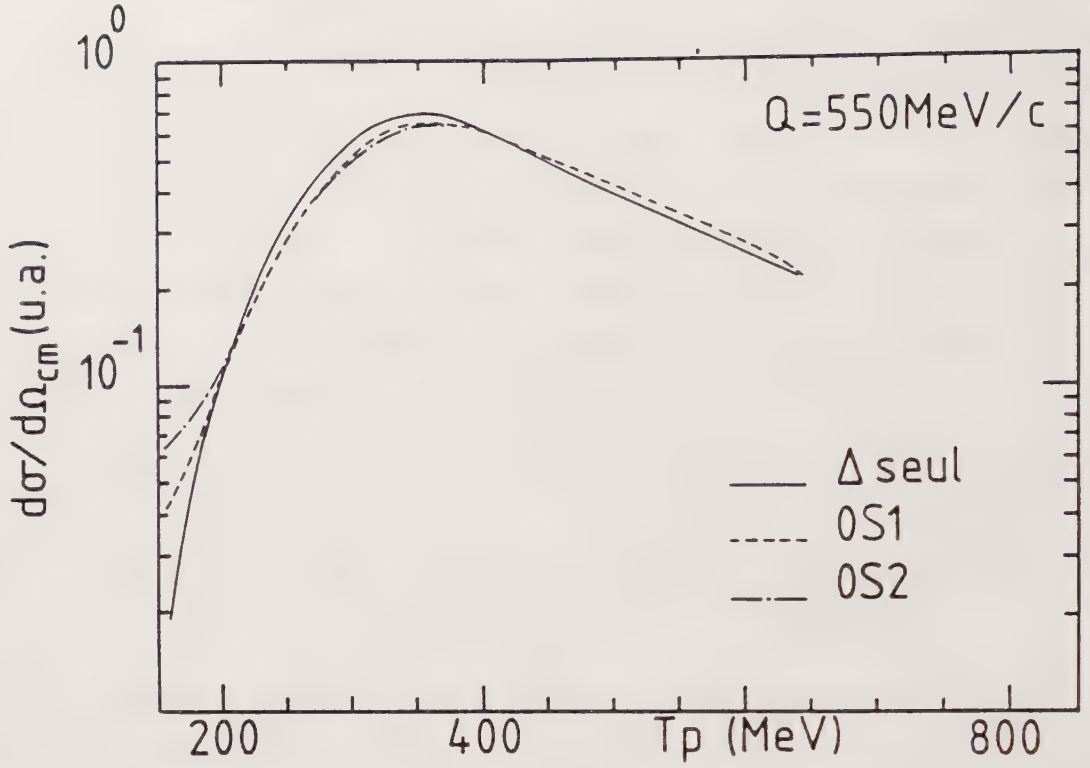



*Fig. 7.19 - Contribution du terme de rediffusion dans l'onde S à la fonction d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ à Q = 550 MeV/c constant (fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV).*

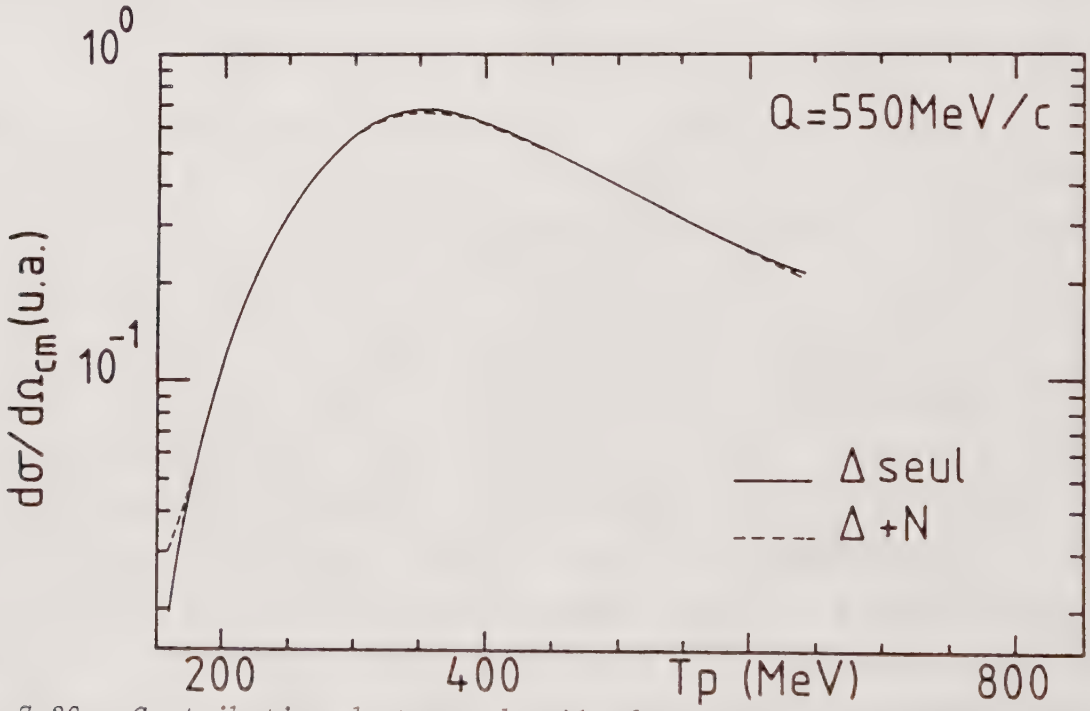



*Fig. 7.20 - Contribution du terme de pôle du nucléon à la fonction d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ à Q = 550 MeV/c constant (fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV).*

domaine d'énergie étudié. On peut noter, à ce propos, que la plupart des auteurs négligent complètement ce terme dans la mesure où il n'est pas évident que sa contribution ne soit pas déjà inclue *implicitement* dans la fonction d'onde nucléaire.

Nous terminerons par une remarque commune à ces deux processus : pour calculer la contribution de la résonance $\Delta$ nous avons utilisé l'approximation statique de la fonction de vertex $\Delta N\pi$ (éq. A.20) ; or la correction de recul du nucléon (éq. A.19), difficile à évaluer, peut avoir un effet non négligeable, en particulier près du seuil où elle interférerait alors avec les deux contributions précédentes.

Compte tenu des effets observés et des ambiguités relevées nous négligerons désormais ces deux contributions en n'utilisant, pour le reste de la discussion, que la contribution du $\Delta$.

*iii) Discussion de la contribution du* $\Delta$

Nous étudierons tout d'abord l'influence des deux seuls paramètres mal déterminés de notre modèle : les masses régulatrices $\Lambda_\pi$ et $\Lambda_\Delta$ des facteurs de forme de prolongement hors-couche du pion virtuel et de la résonance $\Delta$ (éqs. 5.21 et 5.22).

La détermination du paramètre $\Lambda_\pi$ est encore incertaine mais l'on dispose aujourd'hui d'un certain nombre d'informations. Lorsque les mésons $\pi$ *et* $\rho$ sont inclus dans l'interaction entre deux nucléons, une masse régulatrice $\Lambda_\pi$ de 1 à 1,2 GeV semble généralement acceptée (voir par exemple [BRA77, WEB78a]). Lorsque seul le $\pi$ est pris en compte, ce qui est notre cas, une valeur plus faible de ce paramètre est nécessaire pour simuler l'échange du méson $\rho$. Dans ce cas cependant, les estimations sont beaucoup moins précises et la valeur de $\Lambda_\pi$ varie en gros entre 400 et 900 MeV suivant le type d'analyse et le degrés d'approximation des calculs. Il existe néanmoins une analyse de la réaction $pp \to d\pi^+$ en fonction de l'énergie [BRA77] qui étudie, de façon cohérente, les deux cas précédents et donne $\Lambda_\pi$ = 800 MeV dans le cas de l'échange d'un $\pi$. La figure 7.21 montre les fonctions d'excitation calculées avec trois valeurs de $\Lambda_\pi$ (fonction d'onde OH1, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV), chacune d'elles étant normalisée sur le même point expérimental. L'influence de ce paramètre sur la forme de la variation en fonction de l'énergie est assez faible. Par contre, l'effet sur la normalisation

absolue est plus important : comparées à la courbe ($\Lambda_\pi$ = 800 MeV), les courbes ($\Lambda_\pi$ = 600 MeV) et ($\Lambda_\pi$ = 1 GeV) ont été respectivement renormalisées par un facteur 2,1 et 0,67.

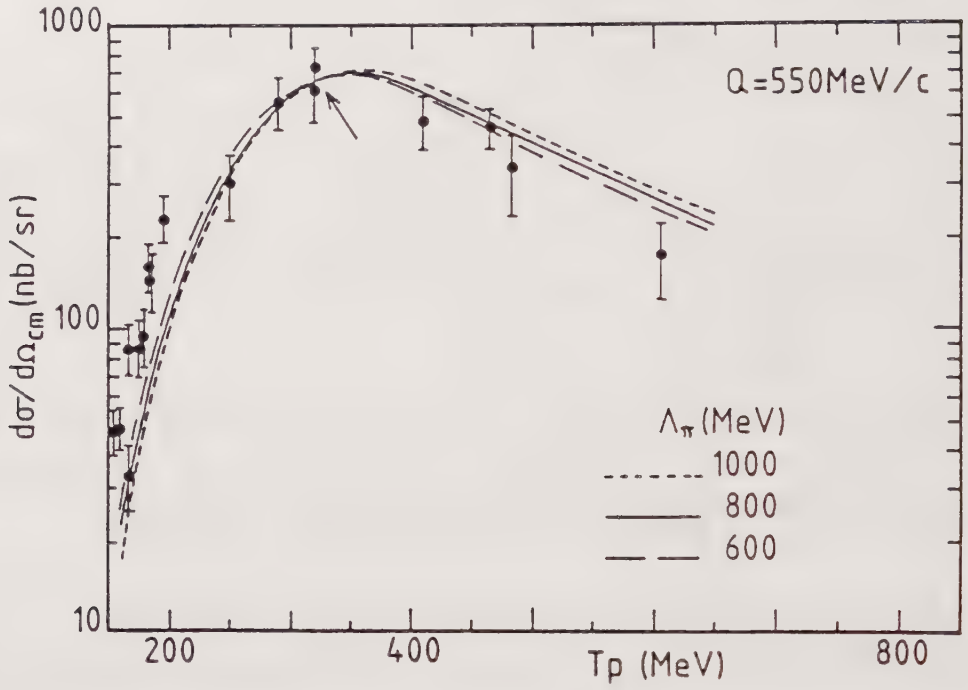



*Fig. 7.21 - Influence du paramètre $\Lambda_\pi$ sur la fonction d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ à Q = 550 MeV/c constant (fonction d'onde OH1, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV). Chaque courbe est normalisée sur le point expérimental indiqué par la flèche.*

Le second paramètre de notre modèle, $\Lambda_\Delta$, est beaucoup moins bien déterminé dans la mesure où la plupart des auteurs négligent le prolongement hors-couche de la résonance Δ. La figure 7.22 présente trois fonctions d'excitation à Q = 550 MeV/c calculées avec trois valeurs de $\Lambda_\Delta$ (fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV) et normalisées chacune sur le même point expérimental. Contrairement à l'influence du paramètre $\Lambda_\pi$, on voit ici que l'effet de $\Lambda_\Delta$ est important quant à la forme de la variation avec l'énergie, en particulier pour des impulsions du pion émis supérieures à l'impulsion du pion issu de la désintégration libre du Δ ($k^*_{\pi N}$ = 227 MeV/c , soit ici $T_p \gtrsim$ 300 MeV). Par contre l'effet sur la normalisation absolue est relativement faible puisque celle-ci est dans le rapport 1/1,08/1,12 pour $\Lambda_\Delta$ = 400, 140 et 0 MeV respectivement. Dans la mesure où les effets de ce paramètre $\Lambda_\Delta$ interfèrent avec ceux de la distorsion de la fonction d'onde du pion, nous y reviendrons plus bas.

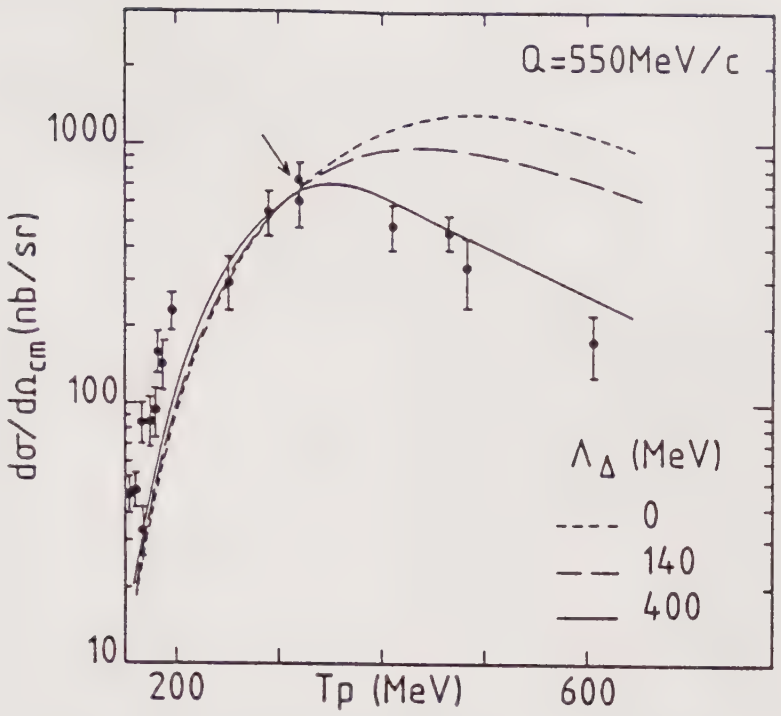



*Fig. 7.22 - Influence du paramètre $\Lambda_\Delta$ sur la fonction d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ à Q = 550 MeV/c (fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV). Chaque courbe est normalisée sur le point expérimental indiqué par la flèche.*

Dans cette seconde partie de l'étude du mécanisme de réaction nous allons aborder le rôle des principaux termes de la contribution du Δ. La figure 7.23 compare un des calculs complets précédents (courbe Δ) avec un calcul (courbe TD) où *seul le terme direct* (diagramme c de la figure 7.15) est pris en compte. Un tel résultat laisserait supposer que le terme direct ne contribue que pour 1/3 à l'amplitude totale. Il faut cependant noter que ce résultat reflète, en grande partie, les contraintes imposées par l'approximation, faite dans le potentiel d'interaction, du partage équitable de l'impulsion transférée entre trois fonctions d'ondes. Nous avons vu qu'alors, à transfert d'impulsion Q donné, l'impulsion du pion virtuel est constante pour le terme d'échange (éq. 7.30) et dépendante de l'énergie pour le terme direct (éq. 7.29). Ceci conduit à la différence de forme observée et surtout à une sous-estimation du terme direct. Nous verrons dans le chapitre 8 qu'un traitement plus réaliste de l'interférence de ces deux termes conduit à un effet plus faible que celui observé ici.

La figure 7.23 montre aussi la contribution du seul *terme de post-émission*, correspondant aux trois premiers diagrammes d'ordre chronologique de la figure 5.4. On notera tout d'abord que ces diagrammes contribuent pour une part majeur à la section efficace calculée

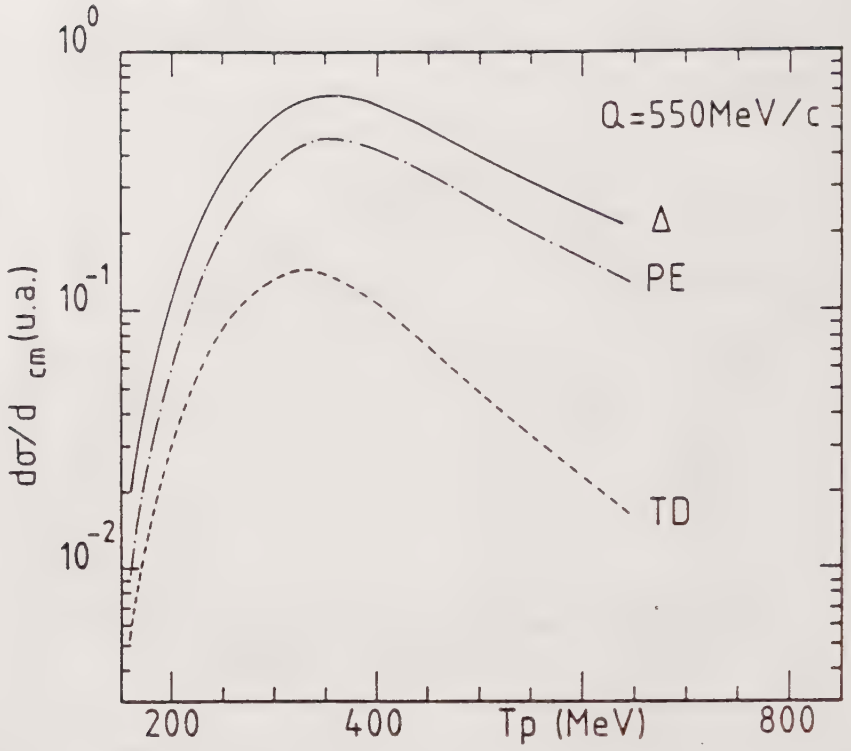



*Fig. 7.23 - Contributions du terme direct (TD) et du terme de post-émission (PE) à la fonction d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ à Q = 550 MeV/c constant (fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV), comparées au calcul complet de la contribution du Δ(Δ).*

avec l'amplitude complète. En fait, une estimation de la valeur des différents propagateurs (éq. 5.25) permet de montrer que parmis ces trois diagrammes le premier est dominant, en particulier autour et au-delà de la résonance (3,3).

Avant de clore cette discussion des mécanismes de réaction, nous allons étudier brièvement la validité de l'approximation de "diffusion vers l'avant" qui sera utilisée, dans le prochain chapitre, pour l'analyse de la réaction $(p,\pi^-)$. Cette approximation consiste à négliger dans l'équation (7.27c) le terme $-\frac{i}{3} k_p k_\pi \sin\theta_\pi$ qui provient, après moyenne sur les états de spin, de la décomposition du terme de spin $(\vec{S}.\vec{k}_\pi)(\vec{S}^+.\vec{q})$ ; en d'autres termes, cela revient à supposer que toute la réaction se déroule dans la direction du proton incident. La figure 7.24 montre les effets d'une telle approximation sur la dépendance en énergie de la section efficace ; le profond minimum correspond à $\theta_\pi = 90°$ ($T_p$ = 180 MeV pour Q = 550 MeV/c) où le terme négligé est maximum tandis que le terme conservé $(\vec{q}.\vec{k}_\pi)$ s'annule. A plus haute énergie par contre, lorsque $\theta_\pi$ décroît à transfert d'impulsion constant, cette approximation devient de plus en plus justifiée ; à 600 MeV par exemple, on ne sousestime la section efficace que d'un facteur 0,97 à 550 MeV/c ($\theta_\pi \sim 7°$) et d'un facteur 0,6 à 650 MeV/c ($\theta_\pi \sim 28°$).

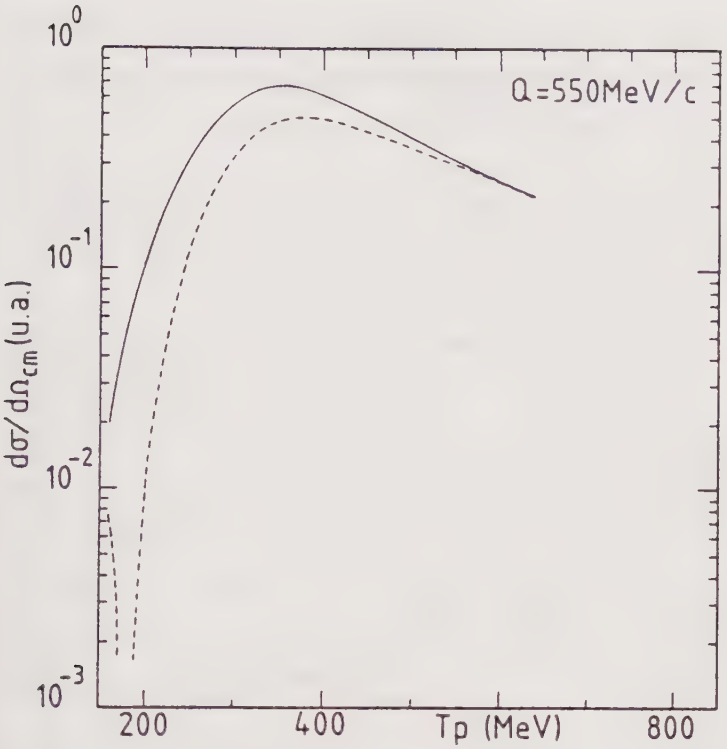



*Fig. 7.24 - Calcul de la fonction d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ à Q = 550 MeV/c constant (fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV) avec (courbe en tirets) et sans (courbe continue) approximation de diffusion vers l'avant.*

b) L'effet des distorsions

*i) Les distorsions de la fonction d'onde du proton*

A cause de la présence du seuil dans la réaction (p,π), l'énergie cinétique du proton incident est toujours bien supérieure à la profondeur des puits du potentiel optique proton-noyau. On peut donc penser que les effets de la distortion de la fonction d'onde du proton seront bien moins importants que ceux observés pour le pion. De plus, nous avons vu dans l'analyse de la réaction (γ,p) que *dans le cadre du modèle à deux nucléons* ces effets étaient beaucoup plus faibles que pour un mécanisme de transfert direct d'un nucléon et qu'ils conduisaient essentiellement à une réduction de la section efficace. Pour toutes ces raison, nous avons utilisé pour la réaction (p,$\pi^+$) la même dépendance en énergie du potentiel optique du proton (figure 7.5). Le paramètre de l'oscillateur harmonique définissant la dépendance radiale (éq. 7.20) de ce potentiel pour le $^{10}B$ est donné par a = 1,71 fm [DEJ74].

*ii) Les distorsions de la fonction d'onde du pion*

Nous avons déjà remarqué, à maintes reprises, que les problèmes posés par les potentiels optiques pion-noyau étaient beaucoup moins clairs et bien plus complexes. Cette situation est en grande

partie due à l'absence d'analyse complète et cohérente de la diffusion π-noyau dans la totalité du domaine d'énergie ($T_\pi$ = 0-500 MeV) qui nous intéresse ici.

La figure 7.25 montre les résultats de la fonction d'excitation à Q = 550 MeV/c obtenus pour les quatre potentiels optiques du pion définis dans le paragraphe 7.3.2. Pour ces calculs nous avons utilisé la fonction d'onde OH1 et les paramètres $\Lambda_\pi$ = 800 MeV et $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV. Comparés à un calcul en ondes planes, l'effet des distortions de la fonction d'onde du pion conduit à une forte réduction de la section efficace et affecte de façon importante la forme de la dépendance en énergie.

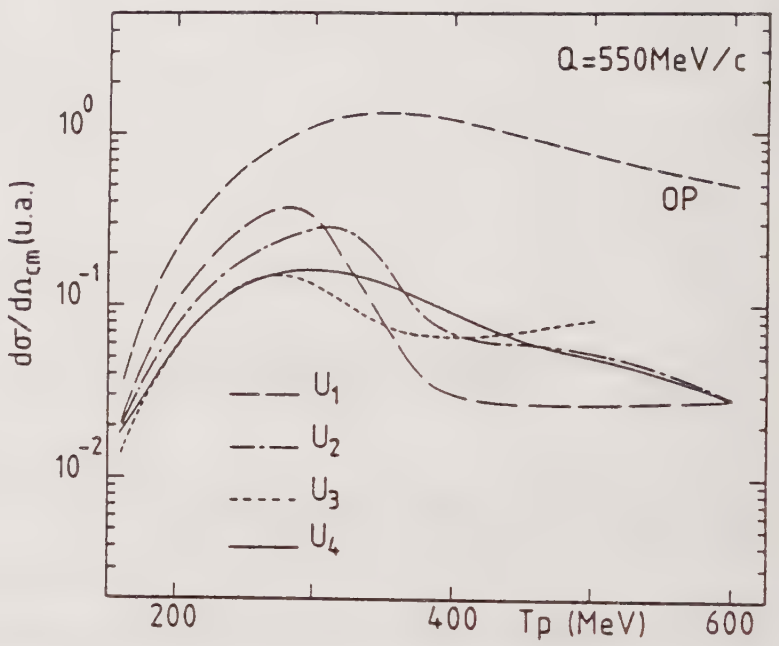



*Fig. 7.25 - Fonction d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ à Q = 550 MeV/c constant (fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV) calculée dans le modèle à deux nucléons en ondes planes (OP) et en ondes distordues pour les quatre potentiels optiques pion-noyau ($U_1$, $U_2$, $U_3$ et $U_4$).*

La forte oscillation observée autour de la résonance (3.3) ($T_p \sim$ 300 MeV) pour les potentiels $U_1$ et $U_2$ provient de l'effet combiné de l'importante variation en énergie, avec changement de signe, de la partie réelle et du comportement d'absorption résonante de la partie imaginaire (voir figure 7.16). On remarquera en particulier qu'une variation plus lente, en fonction de l'énergie, de la partie imaginaire (potentiel $U_2$) diminue notablement l'amplitude de l'oscillation. Bien que plus marqué dans notre cas, cet effet d'oscillation est comparable à celui obtenu par Fearing sur le deutérium, dans la seule autre analyse de la réaction $(p,\pi^+)$ en fonction de l'énergie existante à notre connaissance [FEA77]. Etant donné le résultat, qualitativement correct, du calcul en ondes planes, il semble donc bien que ces deux potentiels ($U_1$ et $U_2$) surestiment fortement l'interaction résonante du pion sortant avec le noyau résiduel. Ceci est compréhensible dans la

mesure où ce type de potentiel local "classique" *simule* , à travers ses paramètres, une forte interaction résonante dans l'onde P dont une part importante *est déjà explicitement prise en compte dans notre modèle à deux nucléons*. Ici apparaît donc un premier problème de double comptage lié à la forme du potentiel π-noyau utilisé.

Le potentiel $U_3$ donne, quant à lui, une dépendance de la section efficace en fonction de l'énergie déjà plus satisfaisante malgrès la persistance d'une oscillation autour de la résonance (3,3). Cette amélioration résulte essentiellement de l'influence réciproque des termes d'onde S et d'onde P local qui atténue l'effet dispersif du potentiel à l'intérieur du noyau. Ce potentiel n'est cependant pas exempt d'ambiguité puisqu'il contient un terme d'interaction dans l'onde P dont nous avons déjà dit qu'il était partiellement inclus dans notre modèle.

Enfin, le dernier potentiel ($U_4$) est celui qui donne la plus lente variation en fonction de l'énergie des effets de la distorsion du pion. Ceci est dû tout d'abord à la présence des termes en $\rho^2(r)$ qui diminuent l'absorption que doivent simuler les termes du premier ordre. Ensuite, l'interaction de ces différents termes atténue l'influence des composantes de grande impulsion dans la fonction d'onde du pion hors-couche.

*iii) Influence de la fonction d'onde nucléaire*

Afin de compléter les résultats obtenus dans un calcul en ondes planes, la figure 7.26 illustre l'influence de la fonction d'onde à particule indépendante dans un calcul en ondes distordues utilisant le potentiel $U_2$. La normalisation arbitraire sur l'expérience est identique à celle de la figure 7.18 (la différence de normalisation absolue est dans le rapport 1/1,18/0,72 pour les fonctions d'onde respectives OH1/OH2/SW). On peut voir que, en dépit de l'oscillation dans la dépendance en énergie, la normalisation relative des différentes fonctions d'excitation est encore assez bien reproduite et que l'effet des différentes fonctions d'onde est identique à celui observé en ondes planes. Ce résultat est très satisfaisant dans la mesure où il est obtenu avec l'un des deux potentiels locaux d'onde S dont nous avons signalé le caractère fortement dispersif. Nous ne pouvons donc qu'insister une fois de plus sur la confirmation de l'hypothèse du partage de l'impulsion transférée.

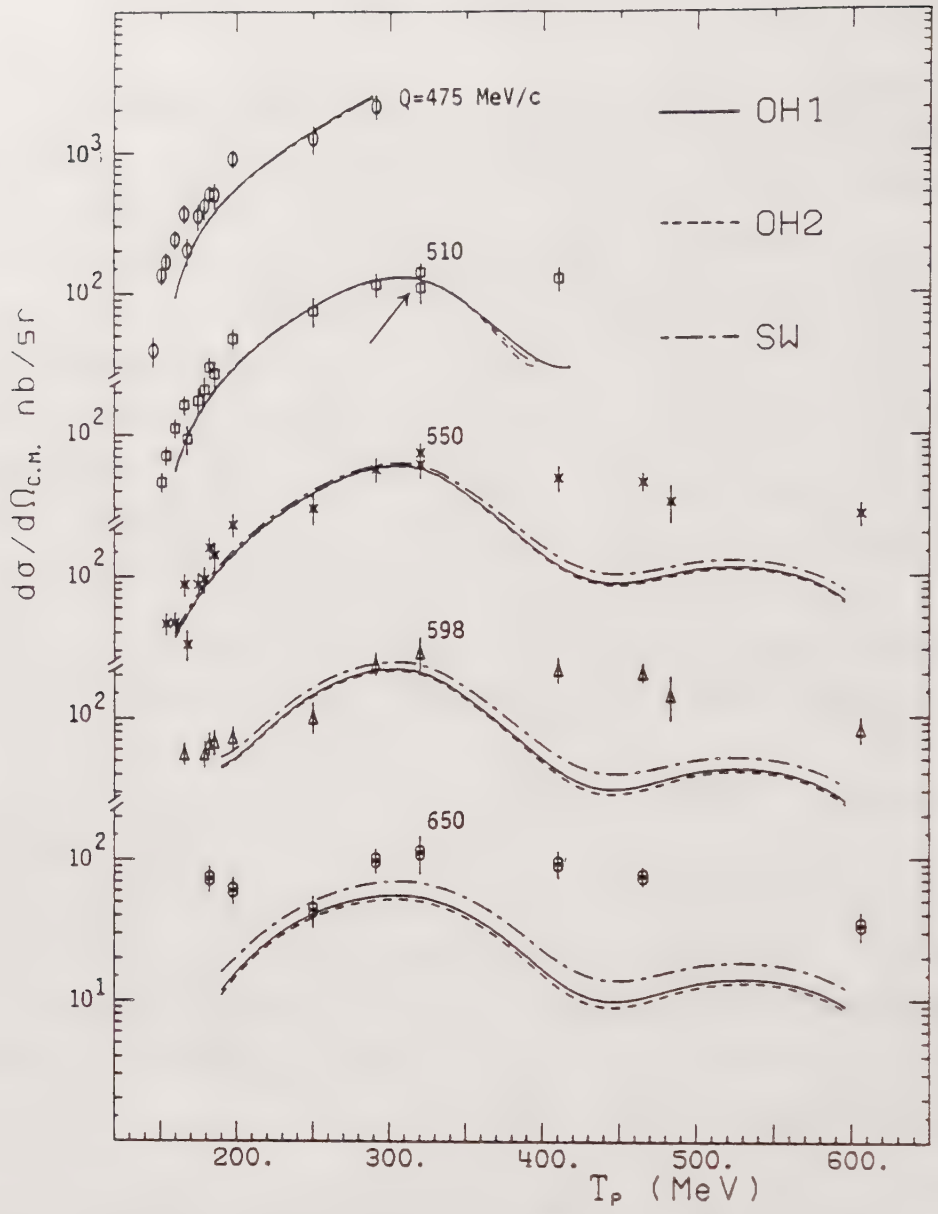



*Fig. 7.26 - Fonctions d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ pour cinq transferts d'impulsion constants différents, calculées dans le modèle à deux nucléons en ondes distordues (potentiel π-noyau $U_2$, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda_\Delta$ = 400 MeV). Pour chaque fonction d'onde (OH1, OH2 et SW), l'ensemble des cinq courbes est normalisé sur le point expérimental indiqué par la flèche.*

*iv) Rôle du paramètre $\Lambda_\Delta$*

Nous avons vu plus haut que ce paramètre était le seul pouvant influencer la variation en énergie des fonctions d'excitation calculées. Il modifie, en fait, la dépendance en énergie *de la largeur de la résonance* Δ (éq. 5.28) et est par conséquent directement lié à la propagation *hors-couche* du Δ dans le noyau. Cette propagation se faisant essentiellement par rediffusion successive du pion sur les nucléons du noyau, il devient clair que ce paramètre $\Lambda_\Delta$ est *intrinsèquement* relié aux effets de la distorsion π-noyau.

La figure 7.27 montre la sensibilité d'un calcul en ondes distordues (avec le potentile $U_4$) pour les trois valeurs de $\Lambda_\Delta$ déjà utilisées. La valeur qui donne le meilleur accord dans un calcul en ondes planes ($\Lambda_\Delta$ = 400 MeV) conduit ici à une décroissance rapide de la section efficace au-delà de $T_p \simeq 300$ MeV ; une valeur plus faible ($\Lambda_\Delta$ = 140 MeV) donne par contre un bien meilleur accord. Cette interdépendance entre $\Lambda_\Delta$ et l'effet des distortions du pion est assez facile à interpréter : une grande valeur de $\Lambda_\Delta$ autorise une forte augmentation de la largeur $\Gamma_\Delta$ de la résonance avec l'impulsion du pion ($\Gamma_\Delta \sim k_\pi^3$ pour $\Lambda_\Delta = \infty$ - éqs. (5.22) et (5.28)) ; cette résonance a alors une aptitude plus grande à décroître et se reformer dans le milieu nucléaire en échangeant un pion virtuel avec les nucléons. Lorsque l'on inclut les distortions, "cette propagation du Δ" est implicitement simulée et il est nécessaire de réduire la largeur de la résonance en diminuant la valeur de $\Lambda_\Delta$. Comparé aux résultats montrés ici, un calcul utilisant le potentiel $U_2$, qui accentue les effets de distortion à la résonance (se rappeler la figure 7.25), nécessiterait une valeur de $\Lambda_\Delta$ plus proche de zéro. A l'opposé, on peut remarquer que le calcul illustré par la figure 7.18 *n'est pas*, à proprement parler, *un calcul en ondes planes pur* puisque la grande valeur de $\Lambda_\Delta$ simule la propagation d'un pion dans le noyau, à travers le prolongement hors-couche de la résonance Δ. Il est alors moins surprenant que nous ayons pu obtenir un bon accord avec la variation en énergie expérimentale sans introduire de fonction distordue pour le pion (on n'oubliera cependant pas que notre modèle ne permet pas de tester la normalisation *absolue* des sections efficaces calculées).

En conclusion de cette analyse de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F}$ on peut dire que le modèle à deux nucléons conduit à une description satisfaisante de la fonction d'excitation dans un large domaine d'énergie et d'impulsion transférée, et que les résultats obtenus révèlent une sensibilité modérée aux différents paramètres de la théorie. En particulier, l'intensité relative des fonctions d'excitation pour différents transferts d'impulsion est presque insensible aux détails des fonctions d'onde nucléaires à cause du partage de l'impulsion transférée entre le projectile et les nucléons du noyau cible. Le seul problème rencontré est la sensiblité de la forme générale de la fonction d'excitation, autour de la résonance (3,3), aux détails des distorsions du pion. Cette caractéristique étant inhérente à tous les potentiels utilisés, nous pensons qu'elle reflète les insuffisances de notre modèle

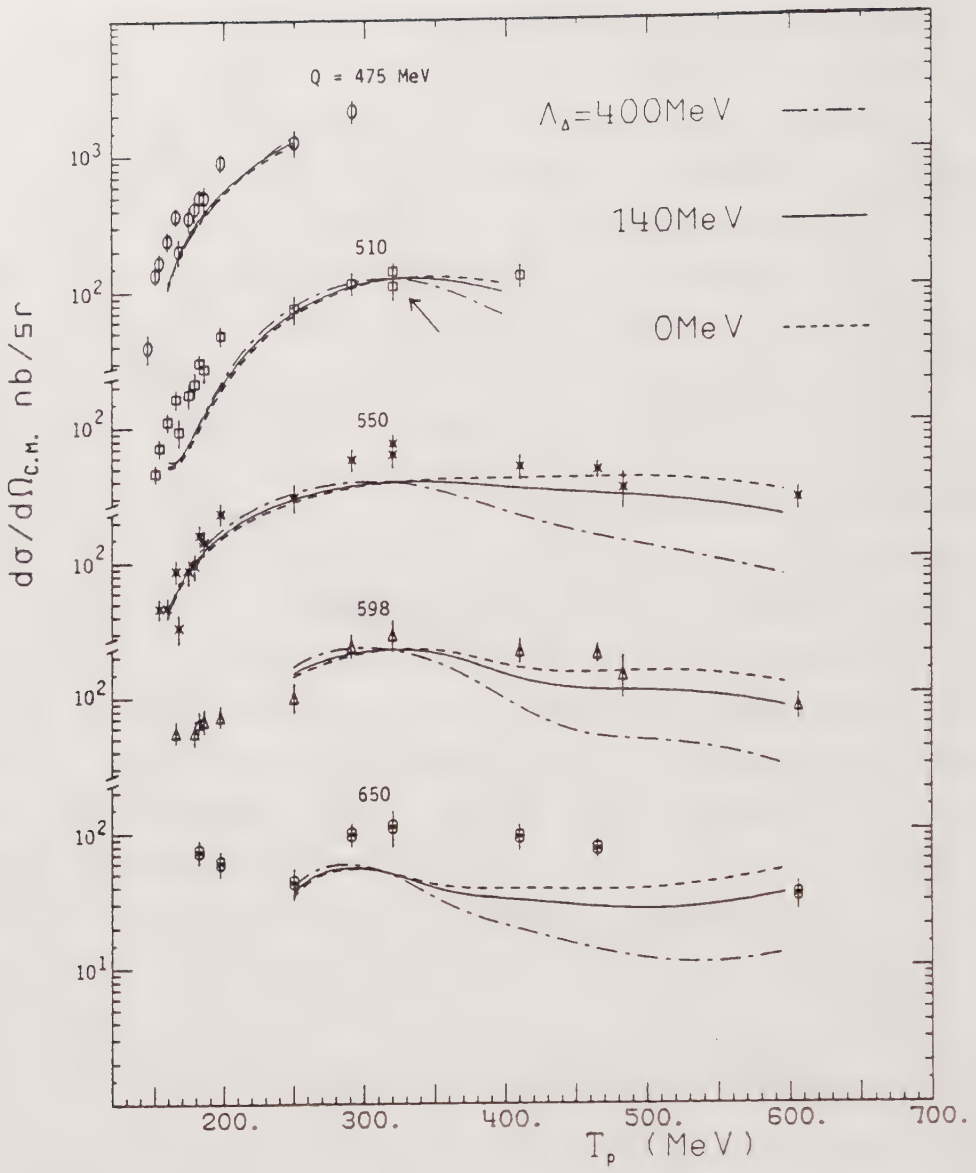



*Fig. 7.27 - Influence du paramètre $\Lambda_\Delta$ sur le calcul en ondes distordues des fonctions d'excitation de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B_{E.F.}$ pour cinq transferts d'impulsion constants différents (potentiel π-noyau $U_4$, fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV). Pour chaque valeur de $\Lambda_\Delta$, l'ensemble des cinq courbes est normalisé sur le point expérimental indiqué par la flèche.*

- un potentiel optique phénoménologique ne fournit bien sûr aucune prescription claire quant au prolongement hors-couche approprié. Ceci est particulièrement délicat autour de la résonance (3,3) où l'interaction π-N dans l'onde P est très forte et où les détails des corrections de portée finie aux différents vertex pourraient devenir important.

- Nous nous heurtons, en outre, à la question de principe du double comptage des effets de la distorsion. Ce problème est évident dans la mesure ou nous traitons une partie de la rediffusion du pion à travers la propagation du Δ et une autre dans les distorsions dans la voie finale à travers le potentiel optique pion-noyau. Il est clair que le caractère *phénoménologique* de ces potentiels empêche toute correction rigoureuse des effets de double comptage. A cet égard, la comparaison des calculs obtenus en ondes planes et ondes distordues semble bien montrer que, dans le dernier cas, nous surestimons les corrections de diffusions multiples. Ceci peut être confirmé si l'on choisit un cas extrême : en supposant que la contribution du Δ dans notre modèle contient *toute* l'interaction π-noyau dans l'onde P et en ne gardant que la contribution de l'amplitude π-N d'onde S dans le potentiel optique π-noyau on doit obtenir un résultat très similaire à celui d'un calcul en ondes planes.

En résumé, il devient clair que pour contourner ces ambiguités il est nécessaire de traiter la propagation du Δ et les distorsions dans l'état final *de façon cohérente*. Une solution à ce problème pourrait être le modèle qui traite la résonance Δ et les nucléons du noyau sur un pied d'égalité ("isobar-doorway model" [KIS73, KIS76]) et qui permet une description détaillée et cohérente du comportement dynamique d'un Δ dans le noyau. D'un point de vue pratique, cependant, ce modèle requiert un formalisme souvent très complexe ; en particulier, lorsque l'on s'éloigne de la résonance (3,3), diverses contributions *non-résonnantes* doivent être incluses en détail dans le modèle pour obtenir une description complète de la réaction.

Chapitre 8

# ANALYSE DE LA REACTION $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$

Contrairement à ce qui s'est passé pour la réaction $(p,\pi^+)$, très peu de tentatives d'analyse théorique de la réaction $(p,\pi^-)$ ont été faites jusqu'à ce jour. Outre une étude expérimentale relativement pauvre, cet état de fait vient essentiellement de ce qu'une telle réaction met en jeu un *double échange de charge* dont le mécanisme ne peut être traité de façon simple. Nous avons déjà fait remarquer, en particulier, qu'une réaction comme $(p,\pi^-)$ ne pouvait être décrite dans le cadre d'un modèle supposant le transfert direct d'un *nucléon* au noyau cible (M1N).

## 8.1. LA SITUATION THEORIQUE ACTUELLE.

Les trois mécanismes les plus simples que l'on puisse imaginer pour rendre compte de la production d'un méson $\pi^-$ à partir d'un proton incident sont (Fig. 8.1) le modèle à deux nucléons (M2N), le double échange de charge par un processus en deux étapes (P2E) et le transfert direct au noyau cible d'une résonance baryonique portant une double charge positive (M1Δ).

Bien que concevable a priori, le modèle à deux nucléons phénoménologique (Fig. 8.1.a) utilisant les données expérimentales de la réaction élémentaire $pn \rightarrow pp\pi^-$ n'a jamais été utilisé à ce jour. Les premiers calculs de la réaction $(p,\pi^-)$, portant sur l'évaluation du rapport de production $\pi^+/\pi^-$, ont été faits par Reitan [REI71] et Grossman, Lenz et Locher [GRO74] dans le cadre du modèle à deux nucléons (Fig. 8.1.b) avec excitation intermédiaire d'une résonance Δ (diffusion dans l'onde P, Fig. 4.4). Ce modèle a été repris et développé par Dillig et Huber [DIL76a] pour calculer des distributions

angulaires de la section efficace de la réaction $(p,\pi^-)$ près du seuil de production. Malgré une assez bonne reproduction des résultats expérimentaux, ces calculs ne couvrent cependant qu'un champ relativement restreint des possibilités offertes par la réaction $(p,\pi^-)$.

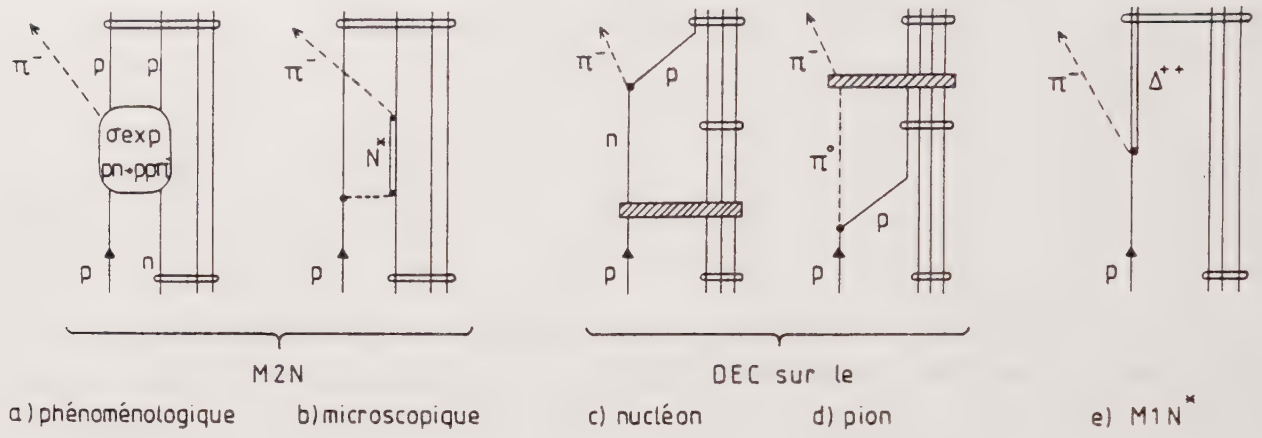



*Fig. 8.1 - Modèles de mécanisme de la réaction $(p,\pi^-)$ : modèle à deux nucléons (M2N). a) phénoménologique utilisant les données expérimentales $pn \rightarrow pp\pi^-$, b) microscopique ; processus en deux étapes (P2E) avec c) échange de charge (p,n) suivi de la réaction $(n,\pi^-)$, d) réaction $(p,\pi^0)$ suivi de l'échange de charge $(\pi^0, \pi^-)$, e) transfert direct d'une résonance $\Delta^{++}$ au noyau cible (M1Δ).*

Les trois autres mécanismes, par contre, ont été étudiés par Kisslinger et Miller [KIS75] dans une très large gamme d'énergies pour la réaction $^{26}Mg(p,\pi^-)^{27}Si$ et près du seuil de production pour quelques noyaux de la couche 1p. Le premier d'entre eux est celui (Fig. 8.1.c) où le proton incident se transforme, par échange de charge avec le noyau cible, en neutron qui émet ensuite un méson $\pi^-$ ; les calculs semblent montrer que ce processus est très important près du seuil de production mais qu'il devient négligeable au-delà de $T_p \sim 200$ MeV. Le second mécanisme en deux étapes (Fig.8.1.d) suppose que le proton incident émet le $\pi^0$ avant d'être capturé par le noyau cible, cette émission étant suivie par une réaction $(\pi^0, \pi^-)$ sur le noyau résiduel ; la contribution de ce processus est dans l'ensemble, plus faible que celle du précédent. De façon générale, on notera que ces calculs présentent des incertitudes assez importantes quant au traitement "macroscopique" des mécanismes d'échange de charge (p,n) et $(\pi^0, \pi^-)$. Quant au dernier modèle (Fig. 8.1.e), nous en avons déjà donné les principaux résultats à la fin du chapitre 3 ; nous y avons remarqué, en particulier, que

les prédictions de Kisslinger et Miller surestimaient, parfois de plusieurs ordres de grandeur, la section efficace effectivement observées expérimentalement. Il faut cependant noter que leur calcul repose sur des hypothèses concernant la fonction d'onde d'un $\Delta^{++}$ préexistant dans le noyau (qui plus est à des impulsions supérieures à 2 $fm^{-1}$) qu'il est extrêmement difficile, pour l'instant, de tester expérimentalement.

Avant de passer à la description détaillée du modèle que nous avons utilisé et afin d'en justifier en partie le choix, nous voulons insister sur le lien étroit qui existe entre le modèle microscopique à deux nucléons et les trois modèles "macroscopiques" proposés par Kisslinger et Miller. Sur la figure 8.2 nous présentons à nouveau une schématisation de ces trois modèles (graphes a, b et c) et sous chacun d'eux nous avons figuré le graphe d'une contribution *particulière* du modèle à deux nucléons. Le graphe 8.2.d, par exemple, est une des représentations d'évolution dans le temps du terme direct du modèle à deux nucléons (voir fig. 5.4) et il est facile de voir que ce doit être une contribution de premier ordre au processus en deux étapes $(p, \pi^0)(\pi^0, \pi^-)$. De même la contribution non résonnante du terme d'échange (graphe 8.2.e) devrait jouer un rôle dans le processus en deux étapes $(p,n)(n,\pi^-)$ mais on notera qu'un tel graphe, avec un *nucléon* intermédiaire, a peu d'influence dans le modèle à deux nucléons dès que l'on s'éloigne du seuil de production (voir chapitre 7) ; par contre, la contribution résonnante associée, où le neutron est remplacé par un $\Delta^0$, devrait être importante et n'est pas prise en compte explicitement dans le modèle macroscopique. Enfin, l'analogie entre le transfert direct d'une résonance $\Delta^{++}$ au noyau cible (graphe 8.2.c) et le diagramme de prémission du modèle à deux nucléons (graphe 8.2.f) est évidente si l'on considère que l'échange final du méson $\pi^+$ dans ce dernier n'est rien d'autre qu'une contribution importante de l'interaction nucléon-nucléon hors-couche dans la matière nucléaire du noyau résiduel. On remarquera à propos de ce dernier parallèle, que, dans certaines conditions cinématiques où le graphe 8.2.f peut jouer un rôle important, l'analyse de la réaction $(p,\pi^-)$ dans le cadre du modèle à deux nucléons pourrait apporter des informations sur les composantes de $\Delta$ virtuels dans la fonction d'onde nucléaire [DIL81].

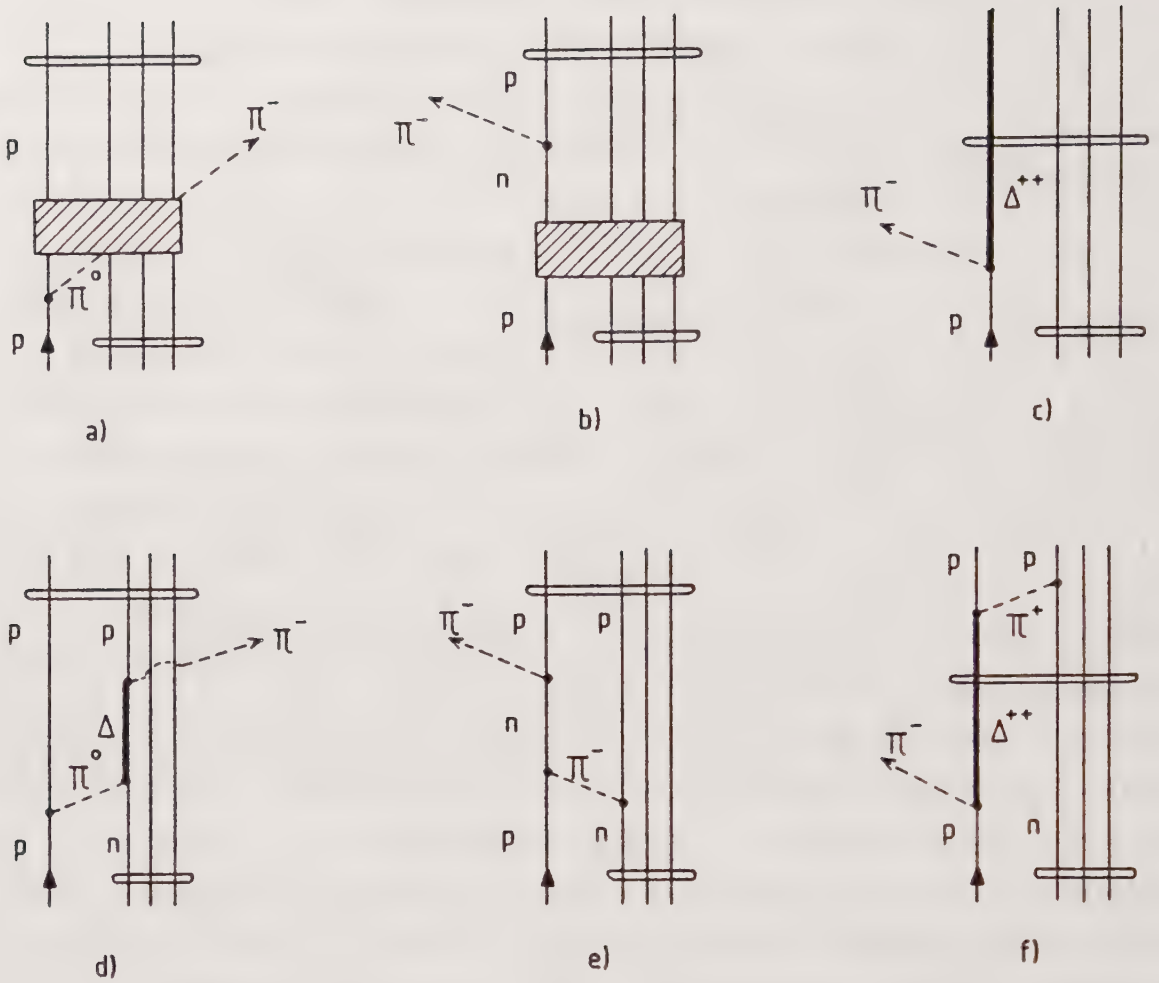



*Fig. 8.2 - Comparaison entre les trois modèles macroscopiques de Kisslinger et Miller (a, b et c) et une sélection de contributions au modèle à deux nucléons microscopique (d, e et f).*

Tout ce qui précède montre la richesse potentielle d'un traitement complet de la réaction $(p,\pi^-)$ dans le cadre du modèle à deux nucléons microscopique. Ces possibilités et l'absence de résultats théoriques concernant cette réaction à des énergies autour et au-delà de la résonance (3,3) nous a incité à tenter une analyse [COU81c, COU81e] de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$ à 613 MeV mesurée à SPES 1 [COU78].

## 8.2. LE MODELE.

Voulant diminuer encore un peu plus le degré d'approximation des analyses de la réaction (p, $\pi$) présentées jusqu'ici, nous avons entrepris le calcul de la section efficace différentielle de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ dans le cadre du *modèle à deux nucléons microscopique avec diffusion dans l'onde P du pion intermédiaire.*

Le trait caractéristique de la réaction (p, $\pi^-$), à savoir le double échange de charge, est paradoxalement un facteur de simplification dans le cadre du modèle à deux nucléons. En effet, partant d'un état initial formé du proton incident et d'un nucléon de la cible, nous devons arriver à un état final constitué par un méson $\pi^-$ et deux nucléons liés dans le noyau final en passant par un état intermédiaire où une résonance baryonique $N^*$ ou $\Delta$ est excitée ; les nucléons liés ne pouvant être que des protons ou des neutrons, il est facile de voir qu'il n'existe qu'*une seule configuration dans l'espace d'isospin* pour chaque contribution d'ordre chronologique. Cette unicité de configuration, dont la figure 8.3 donne un exemple, apparaîtra clairement lors de la construction de notre potentiel d'interaction à deux corps $V_{pN \to NN\pi^-}$.

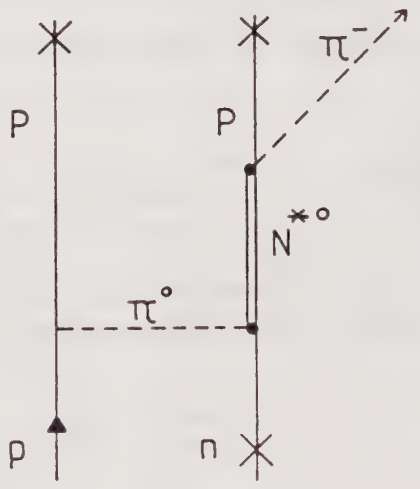



*Figure 8.3*

*Exemple de graphe du modèle à deux nucléons montrant l'unicité de la configuration d'isospin pour la réaction (p, $\pi^-$).*

Par contre l'énergie à laquelle nous travaillons est un facteur de complexité supplémentaire. En effet, pour une énergie incidente de 613 MeV, à laquelle notre expérience a été réalisée, le $\pi^-$ est émis avec une énergie cinétique dans le centre de masse supérieure à 380 MeV. Lorsque l'on compare cette énergie avec l'énergie cinétique nécessaire à l'excitation d'une résonance baryonique dans la diffusion pion-nucléon (Fig. 1.1 ), on remarque

que l'on se trouve bien *au-delà du maximum de la résonance Δ(1232)*. Si le rôle de cette dernière n'est certainement pas encore négligeable il peut ne plus être prépondérant : *d'autres résonances peuvent entrer en jeu.*

A ce jour, l'existence de 18 résonances du système pion-nucléon a été établie sans ambiguïté. Bien que, dans notre modèle, le caractère virtuel du $N^*$, hors de sa couche de masse, permette a priori d'exciter l'une quelconque de ces résonances il n'est bien sûr pas question pour nous de toutes les considérer : nous n'introduirons dans notre modèle que les trois premières de ces résonances dont les caractéristiques principales [PAR80] sont données dans le tableau 8.1. Ce choix est guidé par deux arguments ; le premier, cinématique, procède du raisonnement même qui nous a conduit à introduire d'autres résonances : l'énergie incidente n'est pas assez grande pour qu'il soit nécessaire de tenir compte de résonance de masse > 1600 MeV. De plus, si l'on considère que le $\pi^-$ est émis par la résonance au repos son impulsion $k^*_{N\pi}$ ne peut être supérieure à l'impulsion du $\pi^-$ émis lors de la réaction. Le deuxième argument porte sur l'intensité de l'interaction pion-nucléon : outre le Δ(1232), les deux autres résonances sélectionnées contribuent fortement aux deux autres pics de section efficace totale (50 à 60 mb) observés dans la diffusion pion-nucléon (Fig. 1.1).

Tableau 8.1 - Nombres quantiques et quantités physiques caractéristiques des trois premières résonances baryoniques. T, J, π, ℓ, $M^*$ et $\Gamma_o$ sont respectivement l'isospin, le spin, la parité, le moment orbital interne, la masse et la largeur de chaque résonance. $k^*_{N\pi}$ et $b_{N\pi}$ sont l'impulsion finale dans le centre de masse et le rapport de branchement de la désintégration libre à deux corps $N^* \to N + \pi$.

| Résonance | T | $J^\pi$ | ℓ | $M^*$ (MeV) | $\Gamma_o$ (MeV) | $k^*_{N\pi}$ (MeV/c) | $b_{N\pi}$ (%) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Δ(1232) | 3/2 | $3/2^+$ | 1 | 1230 à 1234 | 110 à 120 | 227 | ~99,4 |
| N(1470) | 1/2 | $1/2^+$ | 1 | 1400 à 1480 | 120 à 350 | 420 | 50 à 65 |
| N(1520) | 1/2 | $3/2^-$ | 2 | 1510 à 1530 | 100 à 140 | 456 | ~55 |

Avant de passer à la construction du potentiel d'interaction, nous poserons ici les deux principales approximations que nous serons amenés à faire dans notre modèle :

i) Conformément aux résultats de l'étude de la réaction $(p,\pi^+)$ en fonction de l'énergie, nous négligerons ici la contribution de la diffusion du pion dans l'onde S et celle du terme de pôle du nucléon (respectivement diagrammes a et b de la Fig. 7.15). Seule donc la contribution de la diffusion dans l'onde P avec excitation d'une résonance baryonique intermédiaire sera prise en compte.

ii) Pour des raisons de simplification qui apparaîtront clairement dans le paragraphe suivant nous serons amenés à faire l'*approximation "de diffusion vers l'avant"* dont nous avons déjà étudié la validité et les limites dans le chapitre 7. Cette approximation est d'autant plus justifiée ici que nous sommes à haute énergie et que la distribution angulaire obtenue à 613 MeV ne s'étend pas au-delà de $\theta_{cm} = 40°$.

## 8.3. LE POTENTIEL DE TRANSITION.

Le potentiel de transition entre un état initial à deux nucléons et un état final à deux nucléons et un pion s'écrit de façon générale :

$$V_{NN \to NN\pi}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + V(1 \leftrightarrow 2) \qquad (8.1)$$

où le deuxième terme correspond au principe d'antisymétrisation entre le projectile (1) et le nucléon lié (2) (Fig. 8.4). Le potentiel $V(r_1,r_2)$ est donné par :

$$V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \frac{1}{(2\Pi)^3}\int V(\vec{q})\, \exp[i\vec{q}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)]d^3\vec{q} \qquad (8.2)$$

L'approximation de diffusion vers l'avant qui consiste, nous l'avons vu, à considérer que pion intermédiaire est émis essentiellement dans la direction du proton incident permet d'écrire, en choisissant l'axe des z dans cette direction :

$$V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \delta(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)\delta(\vec{y}_1 - \vec{y}_2)\ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} V(q)\ \exp[iq(z_1 - z_2)]dq \qquad (8.3)$$

L'interaction dans l'espace des impulsions V(q) sera prise comme la somme des contributions des trois résonances considérées :

$$V(q) = V_{N^*}(q) + V_{\Delta}(q) + V_{D}(q) \qquad (8.4)$$

où nous avons utilisé les notations N*, Δ et D pour désigner respectivement les résonances N(1470), Δ(1232) et N(1520). Chacune de ces trois interactions est construite sur le modèle exposé au chapitre 5 (équation 5.25) et nous allons en donner maintenant l'expression utilisée dans notre calcul.

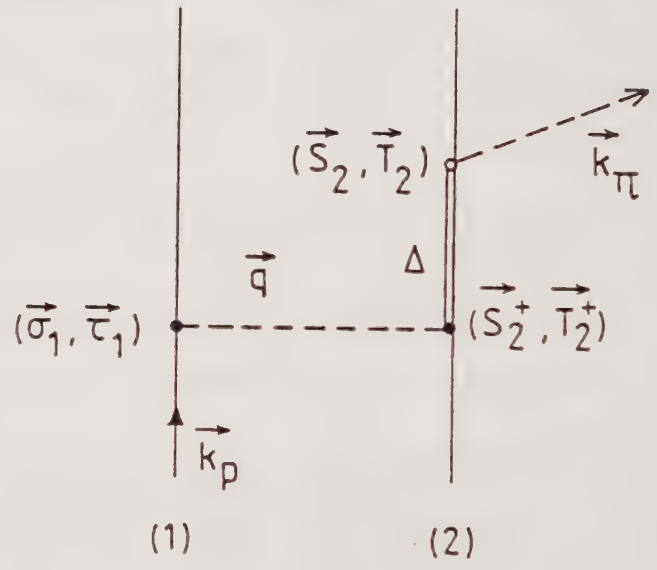



*Figure 8.4*

*Diagramme de la contribution du Δ au terme direct, précisant les notations utilisées.*

8.3.1. Contribution de la résonance N(1470).

Cette résonance ayant les mêmes nombres quantiques que le nucléon, la fonction de vertex correspondante aura donc une expression formelle identique :

$$\Gamma_{N^*N\pi} = \frac{f_{N^*}}{m_\pi}\ (\vec{\sigma}.\vec{k}_\pi)(\vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi) \qquad (8.5)$$

calquée sur l'approximation statique (α = o) de la fonction de vertex de l'interaction NNπ (équation (5.14)).

Utilisant systématiquement cette approximation statique ainsi que des constantes de couplage renormalisées (équation (5.17)), la contribution de la résonance N(1470) au modèle à deux nucléons s'écrira :

$$V_{N^*}(q) = \left(\frac{\tilde{f}_{N^*}}{m_\pi}\right)^2\left(\frac{\tilde{f}_\pi}{m_\pi}\right)(\vec{\sigma}_2.\vec{k}_\pi)(\vec{\sigma}_2^\dagger.\vec{q})(\vec{\sigma}_1.\vec{q})G(q,M_{N^*})(\vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})(\vec{\tau}_2^\dagger.\vec{\phi}_\pi^{q})(\vec{\tau}_1.\vec{\phi}_\pi^{q}) \tag{8.6}$$

où la notation $\tilde{f}$ sous-entend que la constante de couplage inclut les effets hors-couche (équation (5.20)). Les indices 1 et 2 se réfèrent aux nucléons entrant en jeu dans le mécanisme de réaction et $\vec{q}$ et $\vec{k}_\pi$ sont respectivement les impulsions du pion échangé et du pion émis (Fig. 8.4).

Cette expression se simplifie grandement si l'on tient compte des identités :

i) $$(\vec{\tau}_2^\dagger.\vec{\phi}_\pi^{q})(\vec{\tau}_1.\vec{\phi}_\pi^{q}) \equiv (\vec{\tau}_2^\dagger.\vec{\tau}_1) \tag{8.7}$$

où le facteur $1/\sqrt{2\omega(q)}$ de normalisation de la fonction d'onde $\phi_\pi^q$ du pion virtuel a été reporté dans l'expression du propagateur $G(q,M_{N^*})$,

ii) $$(\vec{\sigma}_2.\vec{k}_\pi)(\vec{\sigma}_2^\dagger.\vec{q}) = \vec{q}.\vec{k}_\pi + i\vec{\sigma}_2.(\vec{k}_\pi \times \vec{q}) \tag{8.8}$$

et de l'approximation de diffusion vers l'avant ($\vec{k}_\pi \times \vec{q} \sim 0$).

La contribution de la résonance N(1470) s'écrit alors :

$$V_{N^*}(q) = \left(\frac{\tilde{f}_{N^*}}{m_\pi}\right)^2\left(\frac{\tilde{f}_\pi}{m_\pi}\right) q\ k_\pi \cos\theta_\pi (\vec{\sigma}_1.\vec{q})G(q,M_{N^*})(\vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})(\vec{\tau}_2^\dagger.\vec{\tau}_1) \tag{8.9}$$

### 8.3.2. La contribution de la résonance Δ(1232)

Utilisant l'approximation non-relativiste de la fonction de vertex de l'interaction $\Delta N_\pi$ donnée en annexe A (équation (A.20)) où S et T désignent respectivement les opérateurs de spin et d'isospin 3/2 associés au Δ, la contribution de la résonance Δ(1232) au potentiel d'interaction s'écrit de façon analogue :

$$V_\Delta(q) = \left(\frac{\tilde{f}_\Delta}{m_\pi}\right)^2\left(\frac{\tilde{f}_\pi}{m_\pi}\right)(\vec{S}_2.\vec{k}_\pi)(\vec{S}_2^{\dagger}.\vec{q})(\vec{\sigma}_1.\vec{q})G(q,M_\Delta)(\vec{T}_2.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})(\vec{T}_2^{\dagger}.\vec{\phi}_\pi^{q})(\vec{\tau}_1.\vec{\phi}_\pi^{q}) \tag{8.10}$$

En notant que $T_2$ obéit à la relation (8.7) et en utilisant l'identité :

$$(\vec{S}_2.\vec{k}_\pi)(\vec{S}_2^{\dagger}.\vec{q}) = \frac{2}{3}\,\vec{q}.\vec{k}_\pi - \frac{i}{3}\,\vec{\sigma}_2.(\vec{k}_\pi \times \vec{q}) \tag{8.11}$$

ainsi que l'approximation de diffusion vers l'avant, on a finalement :

$$V_\Delta(q) = \left(\frac{\tilde{f}_\Delta}{m_\pi}\right)^2\left(\frac{\tilde{f}_\pi}{m_\pi}\right)\frac{2}{3}\,q\,k_\pi\cos\theta_\pi(\vec{\sigma}_1.\vec{q})G(q,M_\Delta)(\vec{T}_2.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})(\vec{T}_2^{\dagger}.\vec{\tau}_1) \tag{8.12}$$

8.3.3. La contribution de N(1520)

Bien que la procédure soit identique, le cas du N(1520) est un peu plus complexe car cette résonance possède un moment orbital intrinsèque $\ell$ égal à 2 : l'expression générale de la fonction du vertex DN$\pi$, dans la limite de l'approximation non-relativiste statique, s'écrit [WEB78a] :

$$\Gamma_{DN\pi}(q) = \sqrt{5}\,\frac{\tilde{f}_{DN\pi}}{m_\pi^2}\left[\sum^{[2]} \otimes q^{[2]}\right]^{[o]}(\vec{\tau}.\vec{\phi}_\pi) \tag{8.13}$$

où l'opérateur d'impulsion est un tenseur de rang 2 dont les composantes sont données par :

$$q_m^{[2]} = -\sqrt{\frac{8\pi}{15}}\,Y_{2m}(\hat{q}).q^2 \tag{8.14}$$

La parité de N(1520) étant $(-1)^{J-1/2}$ le tenseur de spin est :

$$\sum^{[2]} = \sqrt{\frac{2}{5}}\left[\sigma^{[1]} \otimes \sigma^{[1]}\right]^{[2]}$$

Le potentiel d'interaction DN$\pi$ s'écrit alors dans l'espace des impulsions :

$$V_D(q) = 5\left(\frac{\tilde{f}_D}{m_\pi^2}\right)^2\left(\frac{\tilde{f}_\pi}{m_\pi}\right)\left[\sum_2^{[2]} \otimes k_\pi^{[2]}\right]^{[o]}\left[\sum_2^{\dagger[2]} \otimes q^{[2]}\right]^{[o]}(\vec{\sigma}_1.\vec{q})$$

$$\times\, G(q,M_D)(\vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})(\vec{\tau}_2^{\dagger}.\vec{\tau}_1) \qquad (8.15)$$

Après quelques procédures de découplage et recouplage de moments angulaires le double produit tensoriel s'écrit :

$$\frac{2}{5}\,\frac{8}{15}\,q^2k^2\begin{Bmatrix}2 & 2 & 0\\ 2 & 2 & 0\\ 0 & 0 & 0\end{Bmatrix}\left[[\sigma\sigma]^{[2]}[\sigma\sigma]^{[2]}\right]^{[o]}\left[Y_{2m}(\hat{q})Y_{2m}(\hat{k}_\pi)\right]^{o} \qquad (8.16)$$

où le terme de spin est égal à -10. L'approximation de diffusion vers l'avant ($\vec{q}//Oz$) nous permettant de ne garder que les termes de projection m = o le couplage $[Y_{20} \otimes Y_{20}]^{[0]}$ s'écrit

$$\frac{1}{\sqrt{5}}\left(\frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{\pi}}\right)^2\left[2(3\cos^2\theta_\pi - 1)\right] \qquad (8.17)$$

qui, reporté dans (8.16) et après calcul du coefficient 9j, donne l'expression finale du potentiel d'interaction :

$$V_D(q) = -\left(\frac{\tilde{f}_D}{m_\pi^2}\right)^2\left(\frac{\tilde{f}_\pi}{m_\pi}\right)\frac{4}{3\sqrt{5}}\,q^2k_\pi^2(3\cos^2\theta_\pi - 1)(\vec{\sigma}_1.\vec{q})G(q,M_D)(\vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})(\vec{\tau}_2^{\dagger}.\vec{\tau}_1)$$

(8.18)

8.3.4. Le propagateur de l'état intermédiaire.

Notre but étant de calculer la valeur d'une section efficace différentielle nous nous devons de considérer toutes les contributions qui ne sont pas négligeables de façon évidente. De plus, nous avons insisté dans l'introduction de ce chapitre sur la relation étroite qui existe entre certaines contributions d'ordre chronologique du modèle à deux nucléons et les modèles macroscopiques utilisés par certains auteurs.

C'est pourquoi, ici, nous prendrons en compte, a priori, tous les diagrammes d'évolution dans le temps introduits au chapitre 5 (Fig. 5.4). Le propagateur $G(q,M_i)$ intervenant dans les expressions des potentiels associés au $N^*$ (équation (8.9)), $\Delta$ (équation (8.12)) et D (équation (8.18)) sera donc défini par l'équation (5.26) où l'on aura posé $E_b = E_\pi$, $E^* = E_i$ et $M^* = M_i$ (l'indice i = $N^*$ , $\Delta$ , D se référant aux différentes résonances introduites dans notre modèle).

L'énergie totale de la résonance sera donnée, de même, par (équation (5.27)) :

$$E_i = M_i + \frac{k_p^2 + k_\pi^2}{4M_i} + i\,\frac{\Gamma_i}{2}\left(\frac{k_\pi}{k_i^*}\right)^{2\ell_i+1}\left[F_i(k_\pi^2)\right]^{\ell_i} \qquad (8.19)$$

où la masse $M_i$, la largeur $\Gamma_i$, l'impulsion finale $k_i^*$ et le moment orbital interne $\ell_i$ de chaque résonance sont donnés dans le tableau 8.1[†]. Dans cette expression nous avons adopté, pour énergie cinétique de la résonance, l'expression non relativiste où le carré de son impulsion a été moyenné entre les valeurs extrêmes $k_p^2$ et $k_\pi^2$.

8.3.5. Les constantes de couplage et le prolongement hors-couche.

Avant de passer au calcul de l'amplitude de transition, il ne nous reste plus qu'à préciser la façon dont nous avons inclus les effets du prolongement hors-couche dans les constantes de couplage $\tilde{f}$ de chaque potentiel d'interaction (équations 8.9, 8.12 et 8.18).

---

[†]Dans le cas de la résonance N(1520), le canal de désintégration $N\pi\pi$ a un rapport de branchement (~45%) presque aussi important que le canal $N\pi$. Cette compétition peut jouer un rôle important dans le comportement hors couche de la largeur de la résonance. Nous adopterons donc, pour valeur de l'impulsion $k_{N\pi}^*$ dans l'expression (5.23) du facteur de forme $F_i(k_\pi^2)$ , une valeur moyenne entre l'impulsion $k_{N\pi}^*$ du canal à deux corps (456 MeV/c) et l'impulsion maximum dans la désintégration à trois corps (410 MeV/c), à savoir 430 MeV/c. Cette remarque est aussi valable, à un moindre degré, pour la résonance N(1470).

Partant de la définition (5.20) de la constante de couplage dans la matière nucléaire et supposant que tout nucléon est sur sa couche de masse, nous aurons pour les différents vertex *où le pion est virtuel :*

$$\tilde{f}_\pi = f_\pi . F_\pi(\vec{q}^2) \qquad (8.20)$$

pour le vertex NNπ et (équation (5.21)) :

$$\tilde{f}_i = f_i . [F_\pi(\vec{q}^2)\ F_i(\vec{p}'^2)]^\ell \qquad (8.21)$$

pour les vertex N*Nπ, ΔNπ et DNπ. Les facteurs de forme $F_\pi(q^2)$ et $F_i(p'^2)$ sont paramétrisés sous une forme monopolaire donnée respectivement par les expressions (5.22) et (5.23) (dans cette dernière nous supposerons l'impulsion $\vec{p}'$ de la résonance constante et égale à $\vec{k}_\pi$).

Les valeurs "expérimentales" des constantes de couplage libres $f_\pi$ et $f_i$ sont données dans le chapitre 5 (équation (5.18) et tableau 5.1).

## 8.4. L'AMPLITUDE DE TRANSITION NUCLEAIRE.

Dans la mesure où la réaction $(p,\pi^-)$ ne peut mettre en jeu qu'une seule configuration d'isospin du modèle à deux nucléons nous écrirons l'amplitude de transition générée par le potentiel d'interaction (équation (8.1)) comme :

$$M_{fi} = \sum_{r_2} \langle f | V_{pn \to pp\pi^-}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) | i \rangle \quad , \qquad (8.22)$$

la somme portant sur *tous les neutrons* de la cible susceptibles de participer à la réaction.

Si l'on suppose le noyau cible constitué d'un coeur $|T_i J_i^p\rangle$ couplé à $|00^+\rangle$ l'état initial s'écrit simplement, dans le formalisme en ondes planes et en utilisant les notations usuelles :

$$|i\rangle = \exp(i\vec{k}_p.\vec{r}_1)\ \chi^{\sigma_1}_{1/2\,\mu}\ \chi^{\tau_1}_{1/2\ +1/2}|00^+\rangle \qquad (8.23)$$

Pour ce qui est de la fonction d'onde de l'état final, la construction du modèle à deux nucléons suggère de considérer l'état fondamental du noyau résiduel comme le couplage d'une configuration 2 particules-1 trou (2p-1t) au coeur $|00^+>$ :

$$|f> = N_{(A+1)} \sum_{[pt]} C_{pt}\left[a'(1)[a'(2)\overline{a(2)}]^{jt}\right]^{JM,TM_T} \chi_1^{\tau_\pi}{}_{-1}|00^+> \qquad (8.24)$$

où la sommation porte sur l'ensemble des configurations 2p-1t de cet état fondamental, $C_{pt}$ étant le poids relatif de chacune d'elles. La notation "a" représente l'ensemble des nombres quantiques de spin et d'isospin de chacune des trois particules de la configuration tandis que le prime et le tiret caractérisent respectivement une particule liée au noyau final et un trou de particule dans le noyau cible. J et T sont, enfin, le spin et l'isospin de l'état fondamental du noyau résiduel, M et $M_T$ étant leur projection. $N_{(A+1)}$ est le facteur de normalisation de la fonction d'onde du noyau résiduel.

On remarquera que la fonction d'onde du pion émis ne figure pas dans cette expression de l'état final puisqu'elle apparaît explicitement sous forme d'opérateur de champ $\vec{\phi}_\pi$ dans l'expression du potentiel d'interaction. Seul le spineur de Pauli $\chi_1^{\tau_\pi}{}_{-1}$ est là pour spécifier que l'on a un méson $\pi^-$ dans la voie de sortie.

8.4.1. Décomposition dans l'espace d'isospin.

Partant des expressions des potentiels $V_i(q)$ pour chaque résonance (équations (8.9), (8.12) et (8.18)) et regroupant sous la notation $\mathcal{F}_i(q)$ tous les termes indépendants de l'isospin on peut exprimer l'équation (8.4) sous la forme :

$$V(q) = \mathcal{F}_{N^*}(q)(\vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})(\vec{\tau}_2.\vec{\tau}_1) + \mathcal{F}_\Delta(q)(\vec{T}_2.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})(\vec{T}_2.\vec{\tau}_1) + \mathcal{F}_D(q)(\vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})(\vec{\tau}_2.\vec{\tau}_1) \qquad (8.25)$$

que l'on réécrira, compte tenu des identités :

$$\text{i)}\ (\vec{T}_2.\vec{\phi}_\pi)(\vec{T}_2.\vec{\tau}_1) = (\vec{\tau}_1.\vec{\phi}_\pi) - \frac{1}{3}(\vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi)(\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2^+) \qquad (8.26)$$

$$\text{ii)}\ (\vec{\tau}_2.\vec{\phi}_\pi)(\vec{\tau}_2.\vec{\tau}_1) = (\vec{\tau}_1.\vec{\phi}_\pi) + i(\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2).\vec{\phi}_\pi \quad , \qquad (8.27$$

$$V(q) = \left[\mathcal{F}_{N\pi}(q) + \frac{2}{3}\mathcal{F}_{\Delta}(q) + \mathcal{F}_{D}(q)\right](\vec{\tau}_1.\vec{\phi}_{\pi}^{k_\pi}) + i\left[\mathcal{F}_{N\pi}(q) - \frac{1}{3}\mathcal{F}_{\Delta}(q) + \mathcal{F}_{D}(q)\right](\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2).\vec{\phi}_{\pi}^{k_\pi} \tag{8.28}$$

En décomposant l'opérateur :

$$(\vec{\tau}_1.\vec{\phi}_{\pi}) = \sqrt{2}\ (\tau_1^{+}\phi^{-} + \tau_1^{-}\phi^{+}) + \tau_1^{o}\phi^{o} \tag{8.29}$$

où $\phi^-$ crée un méson $\pi^-$ à partir du vide alors que $\tau_1^+$ augmente l'isospin du nucléon incident (1) d'une unité, il est facile de voir que le premier terme de (8.28) ne contribue pas à la réaction $(p,\pi^-)$. En effet, il correspondrait à la création *directe* d'un $\pi^-$ à partir du proton incident pour donner *un proton* lié. C'est cette règle de sélection qui conduit à l'unicité de la configuration d'isospin dont nous avons déjà parlé.

Remarquons tout de suite que ceci a une conséquence importante puisque les deux tiers du potentiel d'interaction dû à la résonance $\Delta(1232)$ se trouvent dans ce terme : indépendamment de toute considération de spin ou de dépendance cinématique, les deux autres résonances voient leur rôle augmenter par rapport à la résonance (3,3) du seul fait de l'isospin, contrairement à ce qui se passerait pour la réaction $(p,\pi^+)$ où les deux termes doivent être pris en compte.

Le facteur d'isospin de l'amplitude de transition correspondant au deuxième terme de (8.28) peut s'écrire symboliquement :

$$F_{\tau} = \langle \chi_1^{\phi_\pi}{}_{-1}\left[1/2(1)[1/2(2)1/2(2)]^{t}\right]^{TM_T} | i(\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2).\vec{\phi}_{\pi}^{k_\pi} | \chi^{\tau}_{1/2\ 1/2}, 0_\pi \rangle \tag{8.30}$$

où $0_\pi$ représente le vide de pion.

En décomposant l'opérateur d'isospin $(\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2).\vec{\phi}_{\pi}$ d'une façon analogue à (8.29), le terme correspondant à la création d'un $\pi^-$ s'écrit :

$$-i\ \sqrt{2}(\tau_1^{+}\tau_2^{o} - \tau_1^{o}\tau_2^{+})\phi^{-} \tag{8.31}$$

où $\phi^-$ est la fonction d'onde plane du pion émis :

$$\phi^{-} = \frac{1}{\sqrt{2E_\pi}} \exp(-i\vec{k}_\pi.\vec{r}_2) \tag{8.32}$$

Le premier terme de (8.31) associé à la réaction $(n,\pi^-)$ ne contribuant pas, le calcul du facteur d'isospin s'effectue par découplage puis recouplage pour passer d'un élément de matrice $<(1)[(2)(\bar{2})]|\tau_1^o\tau_2^+|(1)>$ à l'élément de matrice $<(1)(2)|\tau_1^o\tau_2^+|(1)(2)>$ ; tous calculs effectués, nous avons pour la réaction $(p,\pi^-)$ :

$$F_\tau = (-1)^{1/2-M_T}\, 6\sqrt{2}\,\hat{T} \begin{pmatrix} T & 1 & 1/2 \\ -M_T & m & +1/2 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} T & 1/2 & 1 \\ 1 & 1 & 1/2 \end{Bmatrix} \qquad (8.33)$$

où $\hat{T} = \sqrt{2T+1}$ et où l'on a reporté la fonction d'onde $\phi^-$ dans l'expression (8.34) du potentiel $\tilde{V}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$.

Le fait d'avoir fait l'hypothèse d'un noyau cible ayant $T_i J_i^p = 00^+$, ce qui implique dans (8.33) T demi-entier, n'est pas vraiment une limitation de notre modèle dans la mesure où il est toujours possible de faire apparaître un tel coeur $|00^+>$ par un couplage approprié.

8.4.2. Décomposition dans l'espace de spin et de moment orbital.

Laissant pour l'instant de côté le problème de l'antisymétrisation (équation (8.1)) on remarque que seul le terme de spin, $(\vec{\sigma}_1.\vec{q})$, intervenant dans les potentiels de transition $V_{N^*}(q)$, $V_\Delta(q)$ et $V_D(q)$, est commun aux trois expressions. Ayant choisi l'axe des z dans la direction du proton incident (donc de $\vec{q}$) on posera :

$$V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \tilde{V}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\sigma_1^{10} \qquad (8.34)$$

Si on se limite à une seule configuration $m_{fi}$ de l'amplitude de transition (8.22) :

$$M_{fi} = N_{(A+1)} \sum_{\vec{r}_2} F_\tau \sum_{[pt]} C_{pt} m_{fi} \qquad (8.35)$$

on peut écrire :

$$m_{fi} = <\left[j_1'[j_2'\overline{j_2}]^j\right]^{JM} |\tilde{V}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\sigma_1^{10}|\chi_{1/2\ \mu}^{\sigma_1} \exp(i\vec{k}_p.\vec{r}_1) \qquad (8.36)$$

où $\vec{j}'_1 = \vec{\ell}'_1 + \vec{1}/2$ ; $\vec{j}'_2 = \vec{\ell}'_2 + \vec{1}/2$ ; $\vec{j}_2 = \vec{\ell}_2 + \vec{1}/2$ ; $\vec{j} = \vec{L} + \vec{S}$ et $\vec{J} = \vec{L}' + \vec{S}'$ sont respectivement les nombres quantiques de moments angulaires des deux protons liés dans le noyau final, du neutron lié dans le noyau cible, du couplage intermédiaire et enfin de l'état fondamental du noyau final.

En transformant le double couplage j-j en deux doubles couplages sur les moments orbitaux d'une part et les spins d'autre part on a :

$$m_{fi} = \sum_{LSL'S'M'M'S} \hat{L}\hat{S}\hat{j}'_2\hat{j}_2 \begin{Bmatrix} \ell'_2 & \ell_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & S \\ j'_2 & j_2 & j \end{Bmatrix} \hat{L}'\hat{S}'\hat{j}'_1\hat{j} \begin{Bmatrix} \ell'_1 & L & L' \\ 1/2 & S & S' \\ j'_1 & j & J \end{Bmatrix} \langle L'M', S'M'_S | JM \rangle$$

$$\langle \left[\ell'_1 [\ell'_2 \bar{\ell}_2]^L\right]^{L'M'} \left[1/2[1/2\ 1/2]^S\right]^{S'M'_S} | \tilde{V}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \sigma_1^{10} | \chi^{\sigma_1}_{1/2\ \mu} \exp(i\vec{k}_p.\vec{r}_1) \qquad (8.37)$$

L'évaluation de l'état de matrice de spin :

$$F_\mu \equiv \langle \left[1/2[1/2\ 1/2]^S\right]^{S'M'S}\ \sigma_1^{10} | \chi^{\sigma_1}_{1/2\ \mu} \rangle \qquad (8.38)$$

donne :

$$F_\mu = (-1)^{1/2-\mu} \sqrt{12} \begin{pmatrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ -\mu & 0 & \mu \end{pmatrix} \delta_{S',1/2}\ \delta_{S,0}\ \delta_{M'_S,\mu} \qquad (8.39)$$

dont les règles de sélection, dues en particulier à l'absence d'opérateur de spin sur le nucléon (2), simplifient grandement l'expression (8.37) qui devient :

$$m_{fi} = \sum_{L'} (-1)^{\ell'_2+j_2+j'_1+L'+1} \frac{\hat{j}_2\hat{j}'_2\hat{j}'_1\hat{L}'}{\sqrt{2}} \begin{Bmatrix} j'_2 & j_2 & j \\ \ell_2 & \ell'_2 & 1/2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J & L' & 1/2 \\ \ell'_1 & j'_1 & j \end{Bmatrix}$$

$$\times \langle L'M-\mu,\ 1/2\mu | JM \rangle\ F_\mu\ M(\vec{k}_p, \vec{k}_\pi) \qquad (8.40)$$

où l'on a regroupé toutes les informations sur les coordonnées radiales et angulaires dans la fonction $M(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi)$ :

$$M(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi) \equiv \left\langle \left[\ell_1'[\ell_2'\bar{\ell}_2]^j\right]^{L'M'} |\tilde{V}(\vec{r}_1-\vec{r}_2)|\exp(i\vec{k}_p.\vec{r}_1)\right\rangle \qquad (8.41)$$

En décomposant chaque fonction d'onde orbitale selon la forme usuelle :

$$|n;\ell,m\rangle = R_{n\ell}(r)Y_{\ell m}(r) \qquad (8.42)$$

et en évaluant le double couplage des moments orbitaux et des harmoniques sphériques on a :

$$M(k_p,k) = \sum_{m_1'} (-1)^{\ell_2-\ell_1'+\mu-M} \frac{\hat{L}'\hat{\ell}_2'\hat{\ell}_2}{\sqrt{4\pi}} \begin{pmatrix} \ell_1' & j & L' \\ m_1' & m & \mu-M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_2' & \ell_2' & j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\times \iint \exp(-i\vec{k}_\pi.\vec{r}_2)\ Y^*_{jm}(\hat{r}_2)Y^*_{\ell_1'm_1'}(\hat{r}_1)R_{\ell_1'}(r_1)R_{\ell_2'}(r_2)\ R_{\ell_2}(r_2)$$

$$\times \frac{1}{(2\pi)^3}\int \tilde{V}(\vec{q})\ \exp[i\vec{q}.(\vec{r}_1-\vec{r}_2)]d^3\vec{q}\ \exp(i\vec{k}_p.\vec{r}_1)\ d^3\vec{r}_1 d^3\vec{r}_2$$

(8.43)

où nous avons désormais reporté le facteur de normalisation $1/\sqrt{2E_\pi}$ de la fonction d'onde du pion émis dans le facteur cinématique de la section efficace ; la notation $\tilde{V}(\vec{q})$ indique seulement que l'opérateur de spin a disparu des expressions (8.9), (8.12) et (8.18) des potentiels d'interaction pour chaque résonance, puisque déjà traité.

Arrivé à ce stade du développement théorique, l'évaluation de la fonction $M(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi)$ ne dépend plus que du choix des fonctions d'onde orbitales et de la méthode appropriée pour résoudre cette intégrale à 9 dimensions. Remarquons seulement que dans l'approximation de diffusion vers l'avant et pour des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique cette intégrale se réduit à un produit d'intégrales analytiques à une dimension et d'une intégrale numérique simple.

## 8.5. LA SECTION EFFICACE.

Regroupant les définitions du potentiel d'interaction (équations (8.4), (8.9), (8.12) et (8.18)), de l'amplitude de transition (équations (8.22) et (8.35)) ainsi que l'expression établie pour "l'amplitude réduite" $m_{fi}$ (équation (8.40)) on obtient l'amplitude de transition pour la réaction $(p,\pi^-)$ :

$$M_{fi} = N_{(A+1)} \sum_{r_2} F_\tau \sum_{[pt]} C_{pt} \sum_{L'j} (-1)^{\ell_2+j_2+j_1'+L'+1} \frac{\hat{j}_2\hat{j}_2'\hat{j}_1'\hat{L}'}{\sqrt{2}}$$

$$\times \begin{Bmatrix} j_2' & j_2 & j \\ \ell_2 & \ell_2' & 1/2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J & L' & 1/2 \\ \ell_1' & j_1' & j \end{Bmatrix} \langle L'M-\mu, 1/2\ \mu | JM\rangle F_\mu\ M(\vec{k}_p,\vec{k}_\mu) \tag{8.44}$$

où les facteurs d'isospin $F_\tau$ (équation (8.33)) et de spin $F_\mu$ (équation (8.39)) ainsi que la fonction de moment orbital $M(\vec{k}_p,\vec{k}_\pi)$ (équation (8.43)) ont été calculés précédemment. Se souvenant que l'on a reporté le facteur de normalisation $1/\sqrt{2E_\pi}$ de la fonction d'onde du $\pi^-$ émis dans le facteur d'espace de phase de la section efficace différentielle, celle-ci s'écrit pour la réaction $(p,\pi^-)$ sur un noyau cible $|0^+0\rangle$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}(\theta_\pi) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{E_p E_A E_{A+1}}{2(E_p + E_A)^2} \frac{k_\pi}{k_p} D(E_p,E_\pi)\ \frac{1}{2} \sum_{\mu M} |M_{fi}|^2 \tag{8.45}$$

où le facteur d'atténuation $D(E_p,E_\pi)$ associé à l'effet des distorsions dans les voies initiale et finale sera défini dans le paragraphe (8.7).

## 8.6. LE TERME D'ECHANGE

Dans l'expression finale de l'amplitude de transition donnée par l'équation (8.44) seul le terme direct, correspondant au premier terme de l'équation (8.1), est pris en compte. Dans le mesure où nous n'antisymétriserons que la fonction d'onde dans l'état final, cett

amplitude doit être complétée par le terme d'échange V(1 ↔ 2) illustré par le diagramme de la figure 8.5 (à comparer à celui de la figure 8.4).

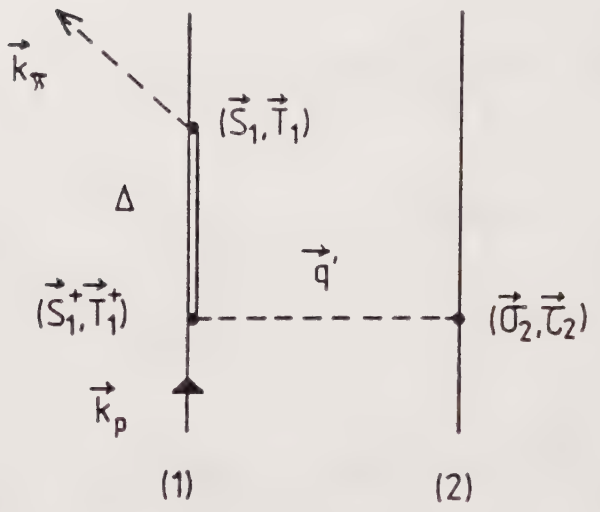



*Fig. 8.5 - Diagramme de la contribution du Δ au terme d'échange.*

A titre d'exemple nous donnerons ici le potentiel de transitio de la contribution du Δ (comparer à l'équation 8.12).

$$V_\Delta^E(q') = \left(\frac{\tilde{f}_\Delta}{m_\pi}\right)^2\left(\frac{f_\pi}{m_\pi}\right)\frac{2}{3}\, q'\, k_\pi \cos\theta_\pi\, (\vec{\sigma}_2.\vec{q}')\, G(q',M_\Delta)\, (\vec{T}_1.\vec{\phi}_\pi^{k_\pi})\, (\vec{T}_1^+.\vec{\tau}_2) \tag{8.46}$$

Il est facile de voir, à partir de cette équation, les différences d'avec le terme direct :

- la décomposition dans l'espace d'isospin conduit à un facteur (-1) supplémentaire dans le facteur d'isospin $F_\tau$ (éq. 8.33) (dû à $\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2 \to \vec{\tau}_2 \times \vec{\tau}_1 = -\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2$ dans l'équation (8.30)) ;
- l'élément de matrice de spin (éq. 8.38) est évolué de la même façon en remplaçant $\sigma_1^{10} \to \sigma_2^{10}$, ce qui conduit à de nouvelles règles de sélection :

$$F_\mu \to F_\mu^E = (-1)^{1/2-\mu}\, 2 \begin{pmatrix} 1/2 & 1 & 1/2 \\ -\mu & 0 & \mu \end{pmatrix} \delta_{S,1}\, \delta_{M'_S,\mu} \; ; \tag{8.47}$$

on remarquera que la règle de sélection S=1 conduit maintenant à un retournement de spin du nucléon lié (2) ;

- ces règles de sélection introduisent des coefficients 9j différents dans l'élément de matrice de transition (éq. 8.37) qui comporte alors une sommation sur L et j qui disparaissait dans le terme direct (éq. 8.40) ;

- enfin, la dépendance radiale de cet élément de matrice s'obtient de façon identique en remarquant que la conservation des impulsions aux

vertex est maintenant différente puisque le pion est émis par le nucléon (1). Ceci se traduit formellement par la substitution $\vec{k}_\pi.\vec{r}_2 \to 0$ et $\vec{k}_p.\vec{r}_1 \to (\vec{k}_p-\vec{k}_\pi).\vec{r}_1$ dans l'intégrale radiale double de l'équation (8.43).

## 8.7. LES CORRECTIONS DE DISTORSION

Etant donné l'énergie cinétique incidente élevée ($T_p$ = 613 MeV), nous avons inclus les effets de distortion des fonctions d'onde du proton incident et du pion sortant dans l'esprit de l'approximation WKB :

$$\chi(\vec{k},\vec{r}) = D(\vec{k},\vec{r})\ \exp(i\ \vec{k}.\vec{r}). \qquad (8.48)$$

Dans le mesure où, à ces énergies, les déviations à partir d'un formalisme en ondes planes reflètent surtout des corrections d'absorption, nous avons calculé un facteur de réduction effectif $D(E_p,E_\pi)$ de la section efficace différentielle (éq. 8.45) donné par le rapport :

$$D(E_p,E_\pi) = \sigma_{DWBA}/\sigma_{PWBA}. \qquad (8.49)$$

Ce rapport est évolué en utilisant le programme de calcul DWUCK5 [KUN ] dans la limite de l'approximation de portée nulle.

Les potentiels optiques utilisés pour cette évaluation sont les mêmes que ceux adoptés pour l'analyse de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ (voir paragraphe 7.2.2 et 7.3.2) ; leur paramètres étant évalués aux énergies cinétiques appropriées et renormalisés pour les noyaux cible ($^{12}C$) et résiduel ($^{13}O$) (voir tableau 8.2).

Tableau 8.2 - Paramètres des potentiels optiques du proton et du pion utilisés pour le calcul de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$ à $T_p$ = 613 MeV.

| | Protons | Pions | |
|---|---|---|---|
| | | $U_1$ | $U_2$ |
| V (MeV) | + 7,5 | + 66,0 | + 66,0 |
| W (MeV) | - 50,0 | - 30,0 | - 25,0 |
| a (fm) | 1,69 | 1,87 | 1,87 |

## 8.8. RESULTATS ET DISCUSSION

Comme nous l'avons fait remarquer, lors de la présentation de nos résultats de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$, nous possédons très peu d'information sur la structure nucléaire du noyau d'oxygène-13 [AJZ81]. De plus, il n'existe aucun calcul détaillé dans le modèle en couche et seul le noyau miroir $^{13}B$ peut nous donner quelques indications.

Nous ferons donc l'hypothèse que l'état fondamental de $^{13}O$ est une configuration 2 proton-1 trou de neutron couplée au coeur de $^{12}C$ (donnée par l'équation (8.24)) dont les caractéristiques de spin et d'isospin sont :

$$J^\pi = 3/2^- \quad \text{et} \quad (T,M_T) = (3/2, -3/2) \ .$$

Les règles de sélection associées au terme direct (éq. 8.39) conduisent à une configuration unique (j=2, t=1), l'antisymétrisation de l'état final se réduisant alors à un facteur numérique 5/4 dans l'amplitude. Enfin, le facteur spectroscopique du trou de neutron dans $^{12}C$ est pris égal à 4.

Compte tenu de ces hypothèses, nous avons écrit un programme de calcul de la section efficace différentielle de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ ; pour des raisons purement techniques, seul le terme direct est calculé dans toute sa complexité, l'interférence avec le terme d'échange étant évaluée séparement.

### a) Contribution du terme d'échange

Nous avons déjà noté que l'élément de matrice de transition associé comportait plus de termes ; en particulier, la règle de sélection S=1 introduit une sommation (L=0,2) sur le transfert de moment orbital du nucléon lié dans le noyau cible. Afin d'évaluer la contribution du terme d'échange nous négligerons le terme L=0, ce qui peut être justifié par deux arguments :

- l'important transfert d'impulsion lors de la réaction aura tendance à favoriser le transfert du moment orbital le plus élevé ;

- de plus l'évaluation analytique de l'intégrale radiale (éq. 8.43) pour des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique (voir éq. B.12) conduit à un facteur $(1 - a^2q^2/6)\exp(-a^2q^2/6)$ pour L=0 dans l'intégrant qui

s'annule à q ∿ 300 MeV/c, valeur proche de l'impulsion moyenne du pion virtuel ; pour un transfert L=2 par contre, l'intégrant est proportionnel à $a^2q^2 \exp(-a^2q^2/6)$.

Enfin, nous devons remarquer que la règle de sélection S=1 conduit à une seconde configuration 2 particules-1 trou possible pour l'état fondamental de $^{13}O$ puisque j=1,2. Cependant, comme nous négligeons la contribution L=0, seule la configuration déjà considérée subsiste.

Avec de telles hypothèses il est maintenant facile d'utiliser notre programme pour calculer l'amplitude de transition du terme d'échange. La contribution respective des termes direct et d'échange à la section efficace, ainsi que leur somme cohérente est montrée sur la figure 8.6. Ces résultats sont obtenus dans un calcul en ondes planes utilisant une fonction d'onde de l'oscillateur harmonique (a=1,635 fm) pour le proton transféré dans le noyau final $^{13}O$, et les paramètres du potentiel de transition déjà utilisé dans le chapitre 7 ($\Lambda_\pi$ = 800 MeV et $\Lambda_N^*$ = 400 MeV). La contribution du terme d'échange est plus faible que celle du terme direct ; néanmoins, l'interférence cohérente augmente la section efficace d'un facteur ∿ 2,4 par rapport à celle donnée par le terme direct seul, avec une influence très faible sur la dépendance angulaire. Les différentes approximations mentionnées plus haut introduisent une incertitude estimée à moins d'un facteur 2 sur la valeur absolue de la section efficace.

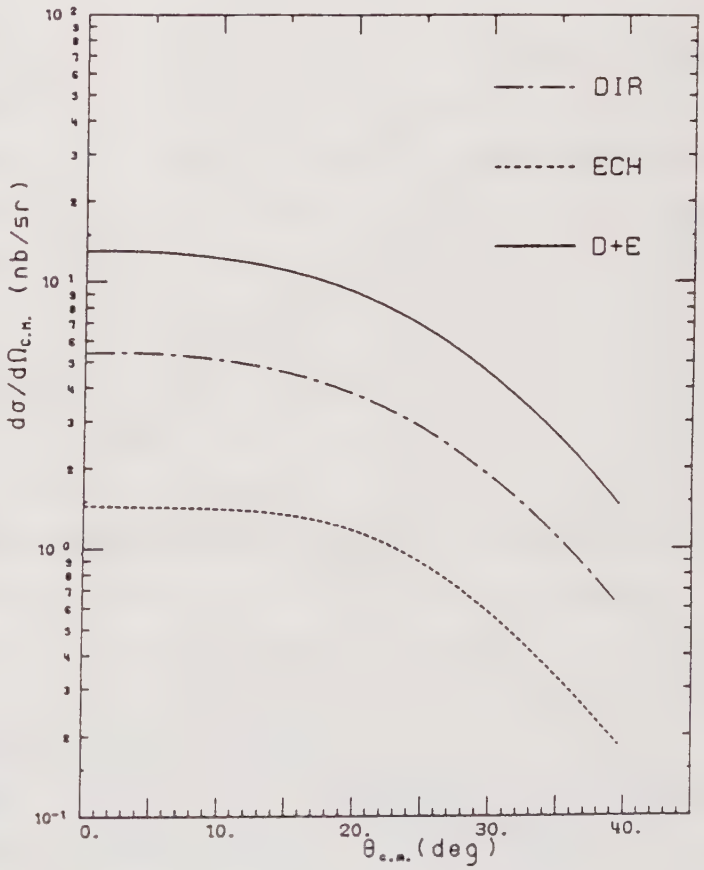



*Fig. 8.6 - Contributions respectives des termes direct (DIR) et d'échange (ECH) au calcul de la section efficace de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ à $T_p$ = 613 MeV. La courbe continue donne la distribution angulaire issue de la somme cohérente de ces deux contributions.*

Compte tenu de ces résultats et afin de tester les différents paramètres de notre modèle, nous concentrerons la suite de notre analyse, pour des raisons purement techniques, à la contribution du seul terme direct.

b) Les corrections de distorsion

Compte tenu de l'absence presque totale de calculs analogues au-delà de la résonance (3,3), il faut tout d'abord remarquer que les résultats précédents donnent le bon ordre de grandeur (quelques nb/sr) de la section efficace expérimentale de la réaction $(p,\pi^-)$.

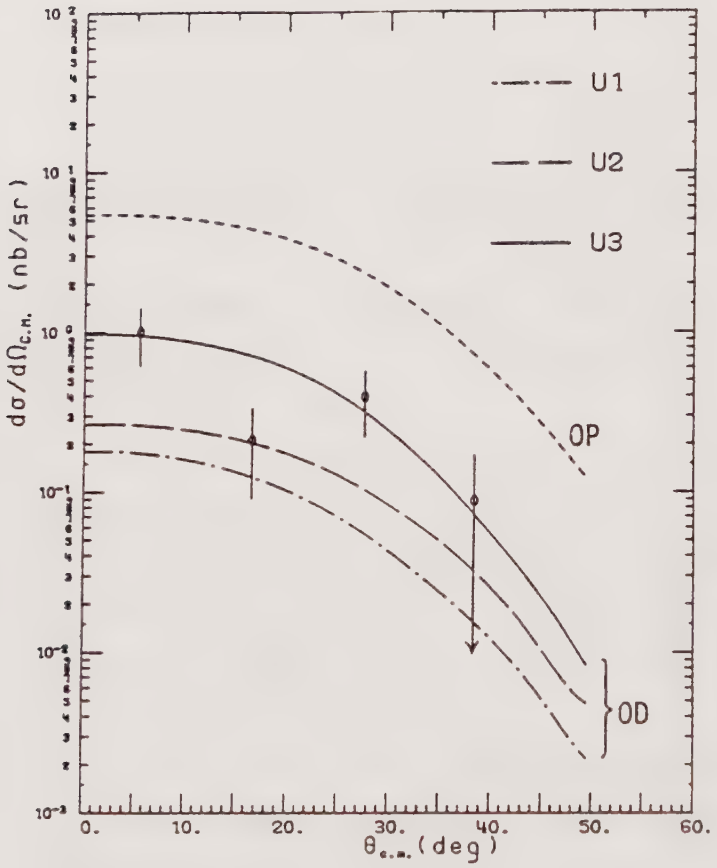



*Fig. 8.7 - Distribution angulaire de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ à 613 MeV. Les différentes courbes donnent les résultats d'un calcul en ondes planes (OP) et en ondes distordues (OD) utilisant trois potentiels optiques du pion différents ($U_1$,$U_2$ et $U_3$) Les points expérimentaux ont été mesurés à SPES I ([COU78], voir chapitre 3).*

La figure 8.7 compare les résultats de notre calcul aux données expérimentales de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ à 613 MeV que nous avons obtenu à SPES I ([COU78], voir chapitre 3). Si un calcul en ondes planes donne une valeur absolue des sections efficaces trop grande d'un facteur 5 environ, nous voyons que la dépendance angulaire est bien reproduite (dans la limite des incertitudes expérimentales), même à des angles où l'approximation de diffusion vers l'avant peut conduire à une sous-estimation non négligeable des sections efficaces. La discussion de cette approximation faite dans le chapitre précédent (paragraphe 7.3.3 et figure 7.24), indique en effet que l'on peut s'attendre ici à une augmentation de la section efficace d'un facteur 1,5 à 2 à 40° si l'on évite cette approximation.

L'inclusion des effets de distorsion conduit, comme l'on pouvait s'y attendre, à une réduction de la section efficace due aux effets d'absorption des potentiels optiques du proton et du pion, sans modification importante de la forme de la distribution angulaire. Les

trois calculs en ondes distordues présentés utilisent le même ensemble de paramètres du potentiel optique du proton (tableau 8.2) et trois potentiels optiques différents pour le pion.

Compte tenu des caractéristiques de ces potentiels optiques (paragraphe 7.3.2) et des résultats de l'analyse précédente (paragraphe 7.3.3), leur influence sur la section efficace est assez compréhensible. Les potentiels locaux simples $U_1$ et $U_2$ conduisent à une atténuation de la section efficace de plus d'un ordre de grandeur. Nous avons cependant déjà vu que ces potentiels qui simulent, dans une partie centrale d'onde S, les effets de l'interaction $\pi$-N dans l'onde P, avaient tendance à surestimer les effets de distortions de la fonction d'onde du pion. Le potentiel $U_3$ par contre, de type Laplacien local, conduit à un effet moins important ; l'inclusion explicite d'une partie d'onde P et son interdépendance avec la partie d'onde S diminue en effet le rôle dispersif du potentiel optique en atténuant l'importance des composantes de grandes impulsions dans la fonction d'onde du pion hors-couche.

Le bon accord obtenu avec ce dernier potentiel pourrait cependant prêter à confusion. En effet, nous ne devons pas perdre de vue que différents effets (contribution du terme d'échange, approximation de diffusion vers l'avant, sensibilité aux paramètres du modèle, extrapolation des paramètres à haute énergie, etc...) conduisent à une incertitude d'un facteur 3 à 5 sur la normalisation absolue de la section efficace calculée. De plus, les sérieuses ambiguités concernant l'utilisation de ces potentiels phénoménologiques, en particulier les problèmes de double comptage déjà soulevés, rendent difficile toute conclusion relative au choix du potentiel optique pion-noyau. Notons, enfin, que ces potentiels ne contiennent aucune partie d'onde D et sont utilisés à une énergie où, nous le verrons, la résonance $D_{13}$ joue un rôle non négligeable.

c) Influence de la fonction d'onde nucléaire

Dans la mesure où notre modèle à deux nucléons pour la réaction $(p,\pi^-)$ a été construit explicitement pour des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique, nous ne pouvons tester ici des fonctions d'onde "plus réalistes" (au sens de la physique nucléaire classique) exhibant un comportement très différent des composantes de grandes

impulsions. De plus, nous pensons que le phénomène du partage de l'impulsion transférée observé dans notre analyse des réactions $(p,\pi^+)$ et $(\gamma,p)$ est assez convaincant pour dire que ces composantes de grandes impulsions ne sont pas testées dans le cadre du modèle à deux nucléons.

Afin de voir l'influence des paramètres sur le résultat de notre modèle, nous avons cependant utilisé deux fonctions d'onde différentes de l'oscillateur harmonique. La première (OH1 ; a=1,635 fm) est issue de l'analyse de la densité de charge de $^{13}C$ [DEJ74] et la seconde (OH2) utilise un paramètre (a=1,715 fm) intermédiaire entre ceux déterminés pour les noyaux de masse 13 d'une part et les isotopes de l'oxygène d'autre part. Comme le montre la figure 8.8, une variation raisonnable du paramètre de l'oscillateur harmonique conduit à une diminution de moins d'un facteur 2 sur la valeur absolue de la section efficace calculée en ondes planes. On notera surtout que la dépendance angulaire, donc en impulsion transférée, est beaucoup moins marquée que ce que laisserait supposer la dépendance en impulsion de ces fonctions d'ondes dans la plage de transferts d'impulsion testée ici. Ceci est, une fois encore, une conséquence du partage du transfert d'impulsion dans le modèle à deux nucléons. On remarquera, pour terminer, que l'inclusion des effets de distorsion (potentiel optique $\pi$-noyau $U_3$) ne change en rien les effets observés.

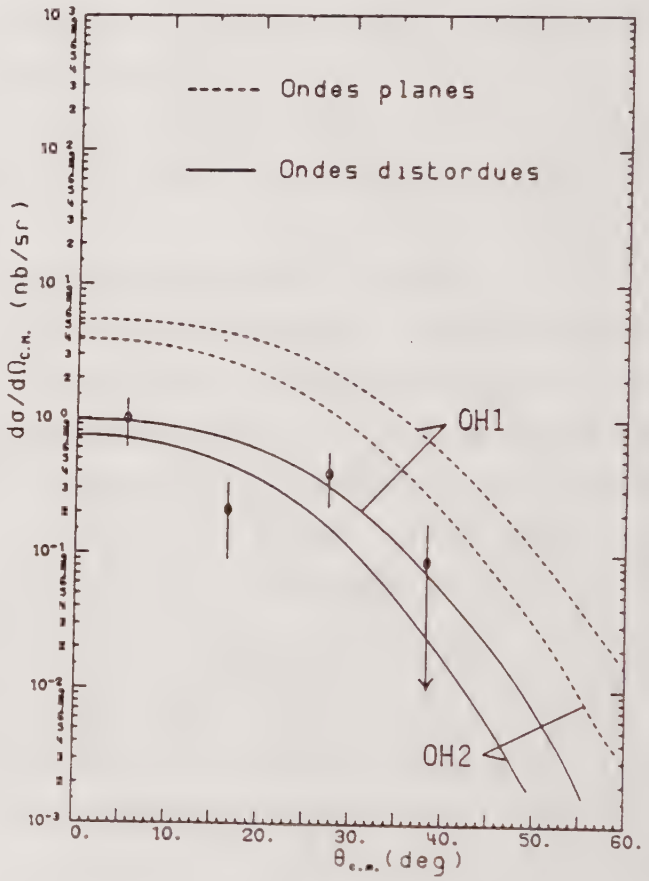



*Fig. 8.8 - Influence du paramètre des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique (OH1 et OH2) sur le calcul de la distribution angulaire de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ en ondes planes (courbes en tirets) et en ondes distordues (potentiel $\pi$-noyau $U_3$, courbes continues). Les autres paramètres du modèle sont $\Lambda_\pi$ = 800 MeV et $\Lambda^*$ = 400 MeV.*

d) Influence des paramètres $\Lambda_\pi$ et $\Lambda^*$

Outre les potentiels optiques et la fonction d'onde nucléaire, les deux seuls paramètres de notre modèle qui présentent quelques incertitudes sont les masses régulatrices des facteurs de forme de comportement hors-couche du pion virtuel ($\Lambda_\pi$) (éq. 5.21) et de la résonance baryonique intermédiaire ($\Lambda^*$) (éq. 5.22).

La figure 8.9 présente l'effet du paramètre $\Lambda_\pi$ sur un calcul de la section efficace en ondes distordues (potentiel π-noyau $U_3$) utilisant la première fonction d'onde (OH1). Une variation de ± 200 MeV de ce paramètre, autour d'une valeur standard $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, conduit à une renormalisation de la section efficace d'un facteur compris entre 2 et 4, sans changement significatif de la forme de la distribution angulaire. Cet effet doit cependant être considéré comme une limite extrême de l'influence de ce paramètre puisqu'il semble qu'une valeur $\Lambda_\pi \sim$ 800 MeV soit une valeur raisonnable de cette masse régulatrice lorsque seul l'échange du π est considéré [BRA 77].

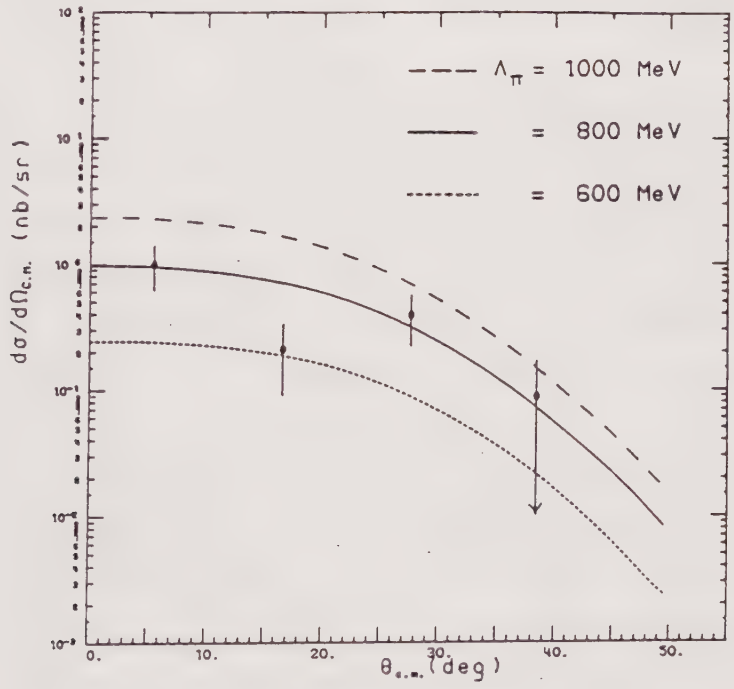



*Fig. 8.9 - Distributions angulaires de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ calculées pour trois valeurs différentes du paramètre $\Lambda_\pi$ (potentiel π-noyau $U_3$, fonction d'onde OH1, $\Lambda^*$ = 400 MeV).*

Le rôle du second paramètre $\Lambda^*$, lié au comportement hors-couche de la résonance baryonique intermédiaire, est plus difficile à cerner. La figure 8.10 donne le résultat du calcul de la distribution angulaire pour les trois valeurs de $\Lambda^*$ déjà utilisées dans

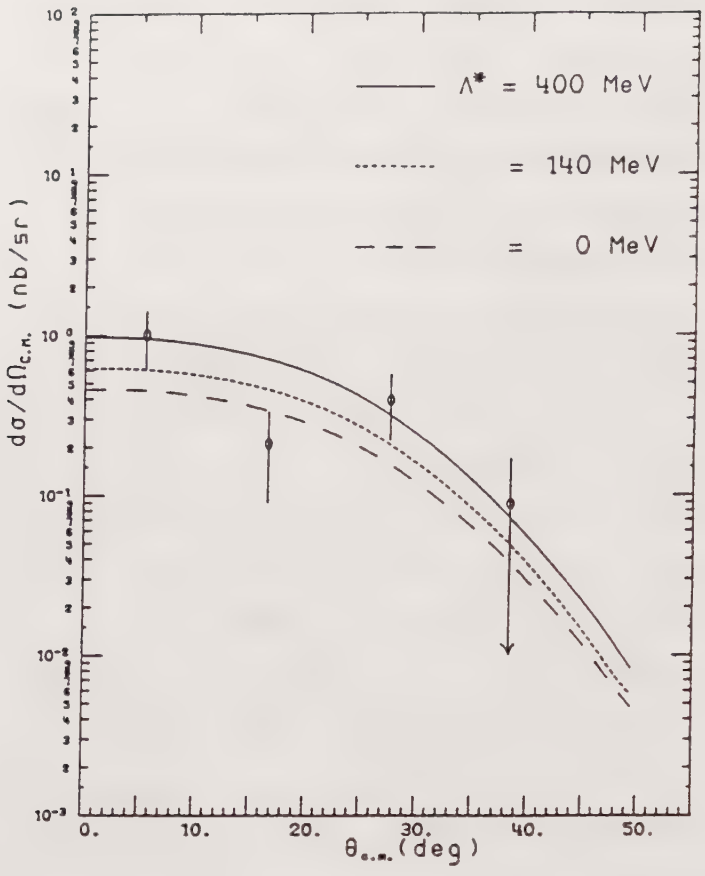



*Fig. 8.10 - Distributions angulaires de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ calculées pour trois valeurs différentes du paramètre $\Lambda^*$ (potentiel π-noyau $U_3$, fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV).*

l'analyse du chapitre 7 (0,140 et 400 MeV). Etant donnée l'absence presque totale d'informations concernant ce paramètre, nous avons utilisé la même valeur pour les trois résonances considérées ici ; on remarquera que ce choix peut ne pas être justifié dans un domaine d'énergie où l'importance et le comportement hors-couche de ces trois résonances est certainement différent. De plus, l'influence réciproque entre la valeur de ce paramètre et le choix du potentiel optique π-noyau est ici beaucoup moins claire que celle observée dans l'analyse de la fonction d'excitation de la réaction $(p,\pi^+)$ ; on peut voir, en effet, qu'une variation de $\Lambda^*$ de 0 à 400 MeV augmente la section efficace de moins d'un facteur 2, ce qui est bien inférieur aux incertitudes introduites par le choix des potentiels optiques pion-noyau eux-même (voir figure 8.7).

e) Importance relative des différentes résonances baryoniques

Comme nous l'avons signalé dans l'introduction de ce chapitre, nous analysons ici la réaction $(p,\pi^-)$ dans un domaine d'énergie se situant au delà du maximum de l'influence de la résonance (3,3). La figure 8.11 donne les distributions angulaires de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ obtenues en considérant séparément les trois résonances baryoniques introduites dans notre modèle. Le résultat le plus marquant est que, si la résonance Δ(1232) donne encore la contribution la plus importante à la section efficace, elle n'est plus la seule résonance baryonique pouvant affecter le mécanisme de réaction. Le potentiel de transition associé à la résonance N(1520) conduit à une contribution du même ordre de grandeur que pour la résonance Δ(1232), l'interférence des deux amplitudes étant destructive. Quant à la forme de la

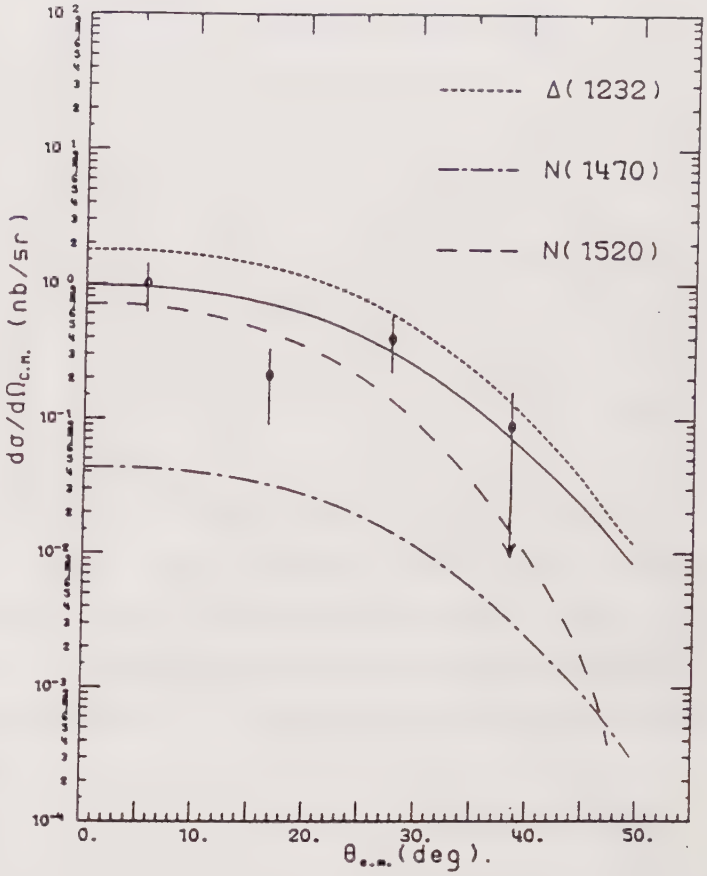



*Fig. 8.11 - Contributions des résonances Δ(1232), N(1470) et N(1520) à la section efficace de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$. La courbe en trait continu donne la somme cohérente de ces trois contributions (potentiel π-noyau $U_3$, fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda^*$ = 400 MeV).*

distribution angulaire, elle est essentiellement donnée par la contribution de la résonance Δ(1232) dans la mesure où le potentiel de transition de la résonance N(1520), dans l'approximation de diffusion vers l'avant, s'annule à un angle d'émission du $\pi^-$ proche de 55° (voir éq. 8.18). On remarquera, d'ailleurs, que la conséquence de cette approximation de diffusion vers l'avant est certainement plus importante pour la résonance N(1520) que pour la résonance Δ. On peut donc s'attendre à ce que l'importance relative de la résonance N(1520) soit encore accrue en évitant cette approximation. Nous noterons, pour terminer, que la résonance N(1470), introduite dans notre calcul par soucis de cohérence, a une influence négligeable sur la section efficace calculée, étant donnée la faible valeur de sa constante de couplage.

Cette importance de la résonance N(1520), essentiellement due à la valeur de son moment orbital intrinsèque (L=2) et à des considérations d'isospin (voir paragraphe 8.4.1), met en lumière la sensibilité de la réaction $(p,\pi^-)$ à des degrés de liberté baryoniques dont l'influence est complètement masquée, dans le cas des réactions $(p,\pi^+)$, par l'intensité du potentiel de transition de la résonance Δ(1232) (voir éq. 8.28). La portée de ce résultat ne doit cependant pas nous faire oublier qu'il subsiste encore des incertitudes assez grandes quant au rôle relatif de ces différentes résonances, en particulier en ce qui concerne les problèmes liés à leur comportement hors-couche.

f) Contribution des différents diagrammes d'ordre dans le temps

Nous terminerons la discussion des résultats de cette analyse en montrant l'importance relative de la contribution de chacun des six diagrammes de la décomposition d'ordre dans le temps du terme direct de notre modèle à deux nucléons (figure 5.4). La figure 8.12 présente ces résultats pour un calcul en ondes planes incluant les trois résonances. On voit immédiatement que le diagramme ①, souvent montré comme le "diagramme typique" du modèle à deux nucléons, est de très loin celui dont la contribution à la section efficace est dominante. Viennent ensuite les diagrammes ② et ④, d'importance comparable, ce dernier donnant la première contribution significative du processus de pré-émission. Les trois autres diagrammes sont négligeables, confirmant la contribution relativement faible des termes de pré-émission déjà remarquée lors de l'analyse de la fonction d'excitation de la réaction $(p,\pi^+)$. Cette comparaison de l'importance relative des différents diagrammes est bien sûr dépendante de l'énergie et il est facile de montrer, à partir de l'expression des différents propagateurs (éq. 5.25), que près du seuil de la réaction $(p,\pi)$, ces six diagrammes sont d'importance beaucoup plus comparable.

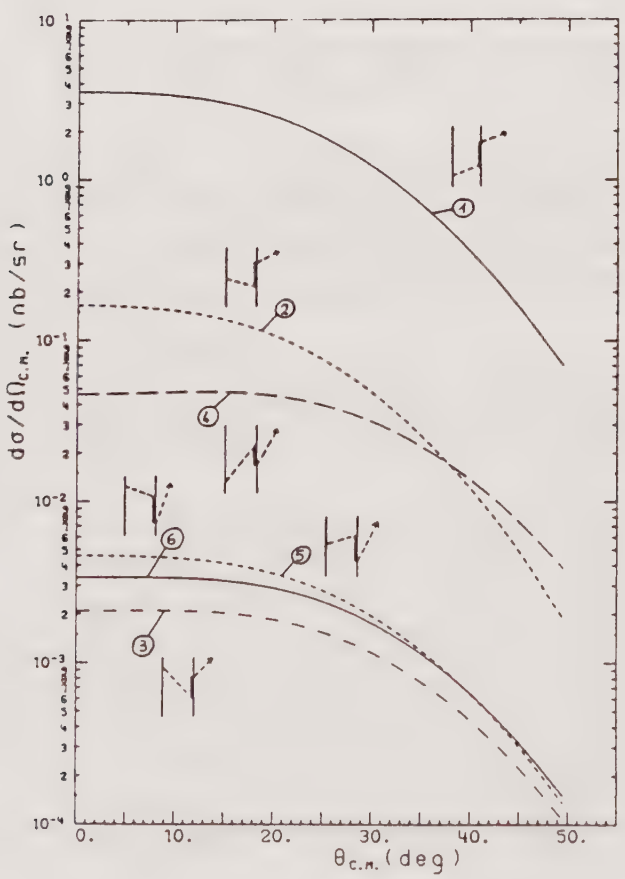



*Fig. 8.12 - Contribution respective des six diagrammes de décomposition d'ordre dans le temps du modèle à deux nucléons (calcul en ondes planes, fonction d'onde OH1, $\Lambda_\pi$ = 800 MeV, $\Lambda^*$ = 400 MeV).*

En conclusion de cette analyse de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ nous pouvons remarquer que, comparés aux seuls calculs de la réaction $(p,\pi^-)$ existant dans ce domaine d'énergie [KIS75], les résultats de notre calcul conduisent à un assez bon accord qualitatif avec les données expérimentales. Ceci semble donner une confirmation supplémentaire de l'hypothèse du mécanisme de réaction à deux nucléon, qui est à la base de notre modèle, puisque la réaction $(p,\pi^-)$ ne

peut être décrite dans un modèle supposant le transfert direct d'un nucléon au noyau cible. Un second résultat important est la contribution de résonances baryoniques autres que la résonance Δ(1232). En particulier, le rôle de la résonance N(1520), mis en évidence ici, nécessite une étude plus approfondie, *tant expérimentale que théorique*, de la réaction $(p,\pi^-)$ au-delà de la résonance (3,3). A l'opposé, une analyse, identique à celle présentée ici, des données expérimentales de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ à 200 MeV [HOI80] devrait mettre en évidence l'importance croissante de la résonance Δ(1232) à plus basse énergie (une telle étude est en cours).

Ceci étant dit, de nombreux problèmes non encore résolus conduisent à une incertitude d'un ordre de grandeur environ sur la normalisation absolue de la section efficace calculée. En particulier, l'effet des distorsions dans la voie finale (et, à un moindre degrés, dans la voie initiale) est très important, et une analyse approfondie de la diffusion pion-noyau à haute énergie, où il n'existe *aucune donnée expérimentale*, est nécessaire. De plus, nous sommes confronté, ici aussi, aux problèmes de double comptage dûs au traitement explicite de la rediffusion du pion dans l'onde P, via une résonance baryonqiue, et au prolongement hors-couche de cette résonance. Enfin, la contribution du terme d'échange, l'approximation de diffusion vers l'avant et l'inclusion de l'échange du méson ρ devraient être traité plus en détail dans des calculs à venir. Ceci implique cependant une complexité du formalisme plus importante que nous n'avons pas jugé justifiée ici, étant données les incertitudes encore importantes sur les résultats expérimentaux. On remarquera à cet égard que l'étude expérimentale de la réaction $(p,\pi^-)$ sur SPES I est aujourd'hui beaucoup plus facile et que de nouvelles données, sur différents noyaux cible et dans un large domaine d'énergie, seraient bienvenues.

Nous terminerons ce chapitre par un rapide commentaire concernant l'extraction éventuelle de composantes de $\Delta^{++}$ virtuels dans la fonction d'onde de l'état fondamental d'un noyau en utilisant la réaction $(p,\pi^-)$ (voir diagramme c de la figure 8.2). Dans la mesure où la section efficace correspondante est, en principe, proportionnelle à $|\phi_{\Delta^{++}}(Q)|^2$, où Q est l'impulsion transférée totale, il est en effet tentant d'utiliser cette réaction pour extraire des informations sur de telles composantes Δ [KIS75]. Les problèmes posés sont cependant du même ordre de grandeur que ceux rencontrés pour l'extraction des com-

posantes de grandes impulsion dans le modèle à un nucléon. Toud d'abord, l'effet des distortions et la contribution d'autres résonances peuvent être extrêmement importants. De plus, comme le montre le diagramme f de la figure 8.2, ces composantes Δ dans la fonction d'onde de l'état fondamental du noyau résiduel ne mettent en jeu qu'une partie seulement des différents diagrammes d'ordre chronologique du modèle de rediffusion du pion (voir figure 5.4). Qui plus est, nous avons déjà vu plus haut que ces diagrammes "de composante Δ", en tant que diagrammes de pré-émission, étaient largement dominés, *sauf près du seuil de production,* par les termes de post-émission. En résumé, si des informations crédibles sur les composantes de Δ dans la fonction d'onde nucléaire sont *en principe* accessibles, elles nécessitent cependant une étude expérimentale plus systématique (en particulier en fonction de l'énergie) ainsi que des progrès significatifs quant à différents aspects de la théorie [DIL81].

# CONCLUSION

*Espoirs et Réalités*. Ces deux mots, extraits du titre d'un article de synthèse récent [MEA79] sur les réactions de production de pion, résument assez bien la situation dans laquelle se trouve l'étude des réactions (p,π) et, de façon plus générale, la physique nucléaire des grands transferts d'impulsion. Il ne faudrait cependant pas interprêter le rapprochement de ces deux mots comme un constat d'échec ou d'impuissance mais bien plutôt comme le reflet d'une évolution de l'étude de cette partie de la physique nucléaire.

Les espoirs étaient ceux que l'on portait sur une meilleure connaissance quantitative des composantes de grande impulsion de la fonction d'onde nucléaire, composantes qui sont une propriété de *l'état fondamental* du noyau, indépendante de la réaction nucléaire utilisée pour les étudier. Cette connaissance passe donc, avant tout, par une maîtrise la plus complète possible du mécanisme de la réaction, ce qui nécessite une étude *systématique et cohérente*, tant sur le plan expérimental que théorique, de cette réaction. C'est dans cet esprit que nous avons abordé, dans le travail présenté ici, les problèmes posés par les réactions de production de pions aux énergies intermédiaires.

Les données expérimentales recueillies à SPES 1 depuis huit ans ont complété les résultats existants près du seuil de production en étendant le domaine d'énergie étudié bien au delà de la résonance (3,3). En particulier, nos résultats concernant la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ constituent la première étude systématique de la réaction $(p,\pi^+)$ sur un noyau plus lourd que le deuterium, dans un très large domaine d'énergies et de transferts d'impulsion. Quant aux résultats expérimentaux de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$, ils mettent clairement en évidence l'intérêt spectroscopique des réactions $(p,\pi^-)$.

Dans l'analyse d'une partie de ces résultats, nous nous sommes aussi attachés à une étude, la plus cohérente possible, du mécanisme des réactions $(p,\pi^+)$ *et* $(p,\pi^-)$. *Le modèle à deux nucléons* que nous avons adopté ici permet d'expliquer, au moins qualitativement, la dépendance en énergie de la réaction $^{10}B(p,\pi^+)^{11}B$ depuis le seuil jusqu'au delà de la résonance (3,3). Plus important est le fait que

la normalisation relative entre les différentes fonctions d'excitation à impulsion transférée constante est correctement reproduite, et ce, dans une large gamme de transferts d'impulsion. De plus, ce même modèle nous a aussi permis de reproduire qualitativement la forme de la distribution angulaire de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O_{E.F.}$ et, surtout, l'intensité de la section efficace mesurée expérimentalement.

Enfin, dans le but d'étendre cette étude de mécanisme de réaction à des domaines d'énergies et de transferts d'impulsion inaccessibles à la réaction (p,π), nous avons aussi abordé les réactions de photoproduction. Notre analyse, rapide mais riche d'enseignement, des réactions (γ,p) et (γ,n) en fonction de l'énergie met en évidence les difficultés soulevées par un modèle supposant le transfert direct d'un nucléon au noyau cible ; par contre, l'accord obtenu dans le cadre du modèle à deux nucléons, somme toute raisonnable, laisse entrevoir la possibilité d'une explication cohérente des réactions de transfert d'un nucléon aux énergies intermédiaires (une telle étude dans le cadre des réactions (p,d) et (d,p) est actuellement en cours [BOU81, BOU82]).

Une des principales propriétés d'un tel modèle à deux nucléons est *le partage explicite de l'impulsion transférée,* lors de la réaction, entre le projectile et un nucléon du noyau cible. Ce partage a pour conséquence première de ne pas faire intervenir les composantes de grande impulsion de la fonction d'onde nucléaire qui est alors testée dans une région où elle est bien connue. La sensibilité peu marquée de nos résultats au choix de la fonction d'onde du nucléon lié dans le noyau résiduel en est une indication claire. Il semble donc bien que ces réactions de transfert d'un nucléon aux énergies intermédiaires se révèlent incapables de donner une information quantitative *directe* sur ces composantes de grande impulsion. Par contre l'étude microscopique de ce partage de l'impulsion transférée au noyau cible met en lumière d'autres aspects, plus qualitatifs, de la fonction d'onde nucléaire. Par exemple, le caractère multinucléon du mécanisme de réaction ainsi que l'étroite interdépendance entre ce dernier et les distorsions soulignent les limites de l'hypothèse du "champ nucléaire moyen" ; les difficultés rencontrées dans notre analyse en témoignent.

Tout d'abord, l'effet des distorsions des fonctions d'onde du proton et surtout du pion dans un modèle "microscopique" tel que celui que nous avons utilisé, n'est pas complètement compris lorsque

celles-ci sont traitées à travers des potentiels optiques phénoménologiques. Dans le cas du pion, en particulier, ces potentiels optiques sont testés sur des réactions où celui-ci s'éloigne peu de sa couche de masse (diffusions élastiques ou inélastiques) tandis que, lors de la réaction (p,π), le méson π produit est fortement hors-couche. De plus, dans une telle approche "microscopique", ces distorsions contiennent une part importante du mécanisme de réaction et l'on est alors confronté à un problème de double comptage inévitable dont il est difficile d'évaluer l'importance. Ce problème est d'ailleurs compliqué par certains aspects du modèle lui-même : lorsque l'on traite le *comportement hors-couche de la résonance* Δ on tient en effet compte, en partie et de façon aussi phénoménologique, de la rediffusion du pion virtuel sur les nucléons du noyau résiduel. Ceci pose le problème du caractère de "particule élémentaire" de la résonance Δ et l'on entrevoit ici la nécessité d'une étude approfondie qui traiterait, de façon cohérente, non seulement le mécanisme de production du pion et sa propagation à travers le noyau, mais aussi le comportement hors-couche des différentes "particules" dans la matière nucléaire.

Une autre caractéristique de ce modèle est le traitement *explicite* du rôle des résonances baryoniques dans le mécanisme de réaction. Nous avons vu, en particulier, l'importance fondamentale de la résonance Δ(1232) dans la réaction $(p,\pi^+)$ aux énergies intermédiaires. Notre analyse de la réaction $^{12}C(p,\pi^-)^{13}O$ a de plus mis en évidence, au moins dans le domaine d'énergie étudié, le rôle de la résonance N*(1520). Bien que de très nombreux problèmes subsistent, il semblerait que les réactions $(p,\pi^-)$ puissent être un outil adapté à l'étude des "composantes de N*" dans les noyaux.

Ainsi, si la réalité des problèmes soulevés par l'étude des réactions (p,π) aux énergies intermédiaires, et de façon plus générale des réactions nucléaires à grand transfert d'impulsion, n'est plus à démontrer, la recherche de leur solution a ouvert de nouveaux horizons. L'introduction de nouveaux degrés de liberté tels que les courants d'échange de mésons, les résonances baryoniques ou les composantes d'anti-nucléon, a conduit à une évolution de nos idées sur la fonction d'onde nucléaire. L'étude des phénomènes de comportement hors-couche contribue, par ailleurs, à une connaissance plus microscopique de *l'interaction nucléon-nucléon dans la matière nucléaire*. Enfin, bien que de nombreux problèmes subsistent encore,

la possibilité d'une compréhension *cohérente* des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires redonne l'espoir d'utiliser ces réactions pour en extraire des informations nouvelles sur la structure nucléaire.

Annexe A

# REDUCTION NON RELATIVISTE DE L'INTERACTION $\Delta N\pi$

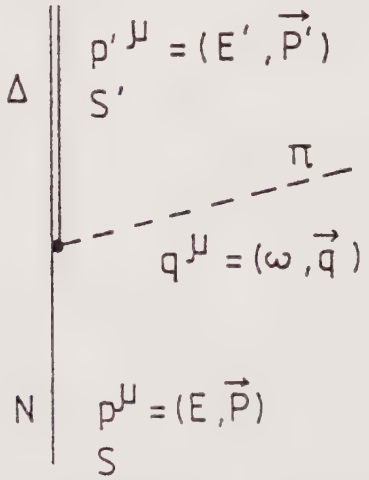
Partant de la densité de lagrangien (éq. (5.11)) :

$$\mathcal{L}_{\Delta N\pi} = \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} \bar{\psi}^\mu_\Delta \, \delta_\mu \psi_N (\vec{T}.\vec{\phi}_\pi) \qquad (A.1)$$

où T est l'opérateur d'isospin généralisé associé à une particule d'isospin 3/2, nous avons vu que la fonction de vertex est donnée par :

$$\langle s' | \Gamma_{\Delta N\pi}(p',p) | s \rangle = \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} \, q_\mu \, \bar{u}^\mu(p',s') \, u(p,s) \, (\vec{T}.\vec{\phi}_\pi) \qquad (A.2)$$

où $q_\mu = p'_\mu - p_\mu$ est la quadri-impulsion[†] transférée au vertex.




---

[†]Nous utiliserons dans cette annexe la convention d'Einstein de sommation implicite sur les indices répétés, ainsi que la métrique :

$$x^\mu = (x_o, \vec{x}) \quad \text{et} \quad x_\mu = (x_o, -\vec{x})$$

Pour les matrices de Dirac nous adoptons la convention [BJO64] :

$$\gamma^\mu = (\gamma_o, \vec{\gamma}) \quad \text{avec} \quad \gamma_o = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ -\vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}.$$

u(p,s) est le spineur de Dirac associé au nucléon et défini comme :

$$u(p,s) = \left(\frac{E + M_N}{2M_N}\right)^{1/2} \begin{pmatrix} \mathbb{1} \\ \dfrac{\vec{\sigma}.\vec{p}}{E + M_N} \end{pmatrix} \chi_s^{(1/2)} \quad . \tag{A.3}$$

$u^\mu(p',s')$ est le spineur généralisé de Rarita-Schwinger pour une particule de spin 3/2 associé au $\Delta$ [RAR41]

$$u^\mu(p',s') = L^{(3/2)}(p')^\mu_\nu \; u^\nu(0,s') \tag{A.4}$$

où $L^{(3/2)}(p')$ est l'opérateur matriciel de transformation de Lorentz pour une particule de spin 3/2 reliant le spineur $u^\mu(p')$ associé au $\Delta$ se déplaçant avec l'impulsion $\vec{p}'$, au spineur $u^\mu(0)$ associé au $\Delta$ au repos [PIL67, ARE75].

Ce dernier peut être construit par couplage d'un spineur de Pauli $\chi_\Sigma^{(1/2)}$ et d'un quadrivecteur de polarisation $\varepsilon_m^{(1)\nu}$ :

$$u^\nu(0,s') \equiv \left[\varepsilon_m^{(1)\nu} \otimes \chi_\Sigma^{(1/2)}\right]^{(3/2)}_{s'} = \sum_m <1,m;1/2,\Sigma|3/2,s'> \varepsilon_m \chi_\Sigma \tag{A.5}$$

Dans le système au repos du $\Delta$, le quadrivecteur $\varepsilon^\nu$ n'a que des composantes d'espace ; on pose alors :

$$u^\nu(0,s') = (S^\dagger_{\Delta N})^\nu \; \psi^{(3/2)}_{s'} \tag{A.6}$$

où $\psi^{(3/2)}_{s'}$ est le spineur de Pauli à 4 composantes associé au $\Delta$ (spin 3/2) et où l'opérateur de spin à 4 composantes $S^\dagger_{\Delta N}$ est défini à partir des propriétés du quadrivecteur polarisation $\varepsilon^\nu$ :

$$S^\dagger_{\Delta N} = (0,\vec{S}^\dagger). \tag{A.7}$$

L'opérateur de transformation de Lorentz $L^{(3/2)}(p')$ peut lui-même être factorisé en un opérateur analogue $L^{(1)}(p')$, pour une particule de spin 1 et de masse $M_\Delta$, et un opérateur $L^{(1/2)}(p')$ pour une particule de spin 1/2 et de masse toujours égale à $M_\Delta$ :

$$L^{(3/2)}(p')^{\mu}_{\nu} = L^{(1)}(p')^{\mu}_{\nu}\, L^{(1/2)}(p') \qquad (A.8)$$

L'opérateur $L^{(1)}(p')$ est une matrice $4 \times 4$ définie par [GAS66] :

$$L^{(1)}(p') = \frac{1}{M_\Delta}\begin{pmatrix} E' & -p'_j \\ p'^i & M_\Delta \delta^i_j - \dfrac{p'^i p'_j}{E' + M_\Delta} \end{pmatrix} \qquad i,j = 1, 2, 3 \quad (A.9)$$

L'opérateur $L^{(1/2)}(p')$ s'écrit :

$$L^{(1/2)}(p') = \frac{(\gamma_\rho p'^\rho + M_\Delta . \mathbb{1})}{[2M_\Delta (E' + M_\Delta)]^{1/2}} \qquad (A.10)$$

En faisant agir cet opérateur sur le spineur $u(0,\Sigma) = \begin{pmatrix} \mathbb{1} \\ 0 \end{pmatrix} \chi_\Sigma^{(1/2)}$ apparaissant dans le couplage (A.5) on retrouve évidemment l'expression usuelle (A.3) :

$$L^{(1/2)}(p')u(0,\Sigma) = \frac{1}{[2M_\Delta (E' + M_\Delta)]^{1/2}} \begin{pmatrix} E' + M_\Delta & -\vec{p}'.\vec{\sigma} \\ \vec{p}'.\vec{\sigma} & -E' + M_\Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbb{1} \\ 0 \end{pmatrix} \chi_\Sigma^{(1/2)}$$

$$= \left(\frac{E' + M_\Delta}{2M_\Delta}\right)^{1/2} \begin{pmatrix} \mathbb{1} \\ \dfrac{\vec{p}'.\vec{\sigma}}{E' + M_\Delta} \end{pmatrix} \chi_\Sigma^{(1/2)} \qquad (A.11)$$

Nous avons maintenant tous les éléments pour calculer le spineur de Rarita-Schwinger (A.4) ; compte tenu du couplage (A.5) et de la définition de l'opérateur de spin $S^{\dagger}_{\Delta N}$ on peut écrire, en remarquant que l'opérateur $L^{(1)}(p')$ n'agit que sur le vecteur de polarisation et commute donc avec le spineur de Dirac $u(p',\Sigma)$ [ARE74] :

$$\bar{u}^{\mu}(p',s') = \left[ \left( \frac{E' + M_\Delta}{2M_\Delta} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} \mathbb{1} \\ \frac{\vec{\sigma}.\vec{p}'}{E' + M_\Delta} \end{pmatrix} L^{(1)}(p')^{\mu}_{\nu} \; S^{\dagger\nu}_{\Delta N} \; \psi^{(3/2)}_{s'} \right]^{\dagger} \gamma_o \qquad (A.12)$$

La fonction de vertex (A.2) s'écrit alors :

$$\langle s' | \Gamma_{\Delta N\pi}(p',p) | s \rangle = \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} \left[ \left( \frac{E' + M_\Delta}{2M_\Delta} \right) \left( \frac{E + M_N}{2M_N} \right) \right]^{1/2} \psi^{(3/2)}_{s'} \; S^{\nu}_{\Delta N} \; L^{(1)}(p')^{\mu}_{\nu} \; q_\mu$$

$$\times \left( \mathbb{1}, \frac{\vec{\sigma}.\vec{p}'}{E' + M_\Delta} \right) \gamma_o \begin{pmatrix} \mathbb{1} \\ \frac{\vec{\sigma}.\vec{p}}{E + M_N} \end{pmatrix} \chi^{(1/2)}_s (\vec{T}.\vec{\phi}_\pi) \qquad (A.13)$$

La contraction de l'indice $\nu$ donne, compte tenu des définitions (A.7) et (A.9) :

$$S^{\nu}_{\Delta N} \; L^{(1)}(p')^{\mu}_{\nu} = \left( \frac{\vec{S}.\vec{p}'}{M_\Delta}, \; \vec{S} + \vec{p}' \; \frac{(\vec{S}.\vec{p}')}{M_\Delta (E' + M_\Delta)} \right) \qquad (A.14)$$

Enfin la contraction de l'indice $\mu$ donne :

$$S^{\nu}_{\Delta N} \; L^{(1)}(p')^{\mu}_{\nu} \; q_\mu = (E' - E) \; \frac{(\vec{S}.\vec{p}')}{M_\Delta} - (\vec{p}' - \vec{p}) \left[ \vec{S} + \vec{p}' \; \frac{(\vec{S}.\vec{p}')}{M_\Delta (E' + M_\Delta)} \right] \qquad (A.15)$$

que l'on peut réécrire, en notant que $E'^2 = \vec{p}'^2 + M^2_\Delta$ :

$$= -\vec{S} \; . \left[ \vec{p}' \left( \frac{E}{M_\Delta} - \frac{\vec{p}.\vec{p}'}{M_\Delta (E' + M_\Delta)} \right) - \vec{p} \right] \qquad (A.16)$$

Après multiplication des spineurs de Dirac et de la matrice $\gamma_o$, et abstraction faite des fonctions d'onde de spin, nous obtenons finalement pour le vertex d'interaction :

$$\Gamma_{\Delta N\pi}(p',p) = - \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} \left( \frac{E' + M_\Delta}{2M_\Delta} \frac{E + M_N}{2M_N} \right)^{1/2} \vec{S}.\left[ \vec{p}' \left( \frac{E}{M_\Delta} - \frac{(\vec{p}.\vec{p}')}{M_\Delta (E' + M_\Delta)} \right) - \vec{p} \right]$$

$$\times \left( 1 - \frac{(\vec{p}'.\vec{p}) + i\vec{\sigma}.(\vec{p}' \times \vec{p})}{(E' + M_\Delta)(E + M_N)} \right) (\vec{T}.\vec{\phi}_\pi) \qquad (A.17)$$

où l'on a utilisé l'identité :

$$(\vec{\sigma}.\vec{p}')(\vec{\sigma}.\vec{p}) \equiv (\vec{p}'.\vec{p}) + i\vec{\sigma}.(\vec{p}' \times \vec{p}). \qquad (A.18)$$

La limite non relativiste de cette expression s'obtient en posant $E' = E = M_N$ et en négligeant les termes de l'ordre de $\frac{M_\Delta - M_N}{M_\Delta + M_N}$ et de $\frac{p^2}{M^2}$ :

$$\Gamma_{\Delta N\pi}(p',p)_{NR} = - \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} \vec{S}.\left( \frac{M_N}{M_\Delta} \vec{p}' - \vec{p} \right) (\vec{T}.\vec{\phi}_\pi). \qquad (A.19)$$

Le rapport des masses $M_N/M_\Delta$ qui assure l'invariance par transformation de Galilée de la fonction de vertex est généralement pris égal à 1 ; on obtient alors l'expression généralement admise pour le vertex $\Delta N\pi$ :

$$\Gamma_{\Delta N\pi}(\vec{q})_{NR} = - \frac{f_{\Delta N\pi}}{m_\pi} (\vec{S}.\vec{q})(\vec{T}.\vec{\phi}_\pi) \qquad (A.20)$$

où $\vec{q} = \vec{p}' - \vec{p}$ est l'impulsion transférée au vertex.

Annexe B

# INTEGRALES DE RECOUVREMENT DES MODELES A PLUSIEURS NUCLEONS (Modèle de l'oscillateur harmonique pour les noyaux de la couche s-p)

Que l'on considère, comme dans le chapitre 4, une interaction unité, ou que l'on fasse l'approximation de factorisation, comme dans le chapitre 7, nous sommes amenés à évaluer l'intégrale de recouvrement :

$$I(\vec{k}_p,\vec{k}_b) = \sum_{\beta\beta'}\sum_{\gamma\gamma'}\ldots\langle\vec{k}_b,\phi_\alpha(\vec{r}_1),\phi_\beta,(\vec{r}_2),\phi_\gamma,(\vec{r}_3)\ \ldots\ |\phi_\beta(\vec{r}_2),\phi_\gamma(\vec{r}_3)\ \ldots,\ \vec{k}_p\rangle \tag{B.1}$$

où les $\phi_\mu(\vec{r}_i)$ sont les fonctions d'onde à une particule dans le noyau. Si l'on considère les fonctions d'onde du proton incident et du boson émis dans *l'approximation d'ondes planes*, la densité nucléaire étant définie comme :

$$\rho^\lambda(\vec{r}) = \sum_{\mu\mu'} \phi^*_{\mu'}(\vec{r})\phi_\mu(\vec{r}) \ , \tag{B.2}$$

nous aurons, dans *l'approximation de portée nulle :*

$$I_N(\vec{q}) = \int \exp(i\vec{q}.\vec{r})\ \phi^*_\alpha(\vec{r})[\rho^\lambda(\vec{r})]^N\ d\vec{r} \tag{B.3}$$

où $\vec{q} = \vec{k}_p - \vec{k}_b$ est l'impulsion transférée au noyau résiduel et N le nombre de nucléons *du noyau cible* entrant en jeu dans le mécanisme de la réaction.

Dans le cadre du *modèle de l'oscillateur harmonique* cette intégrale peut se résoudre analytiquement, le problème étant d'évaluer l'intégrale radiale :

$$I_{Nn\ell}(q) = \int_0^\infty j_\ell(qr)\ R_{n\ell}(r)[\rho(r)]^N\ r^2\ dr \qquad (B.4)$$

où n et $\ell$ sont respectivement les nombres quantiques principal et orbital du noyau cible, $j_\ell(qr)$ étant la fonction de Bessel sphérique

$$j_\ell(qr) = \sqrt{\frac{\pi}{2qr}}\ J_{\ell+1/2}(qr) \qquad (B.5)$$

Les fonctions d'onde radiales, normalisées à 1, et la densité nucléaire, normalisée à A (nombre de nucléons du noyau cible) sont données dans le chapitre 4 (éqs 4.6-8). Afin de donner une *expression analytique générale* de l'intégrale de recouvrement pour les noyaux de la couche s-p, nous poserons :

$$R_{n\ell}(r) = \mathcal{N}_{n\ell}\ r^\ell\ \exp(-r^2/2a^2) \qquad (B.6)$$

et

$$\rho(r) = \mathcal{N}_\rho\ (1 + \beta r^2)\ \exp(-r^2/a^2) \qquad (B.7)$$

où $\mathcal{N}_{n\ell}$ et $\mathcal{N}_\rho$ sont les constantes de normalisation et où l'on a posé :

$$\beta = (A - 4)/6a^2 \qquad (B.8)$$

L'intégrale radiale (B.4) s'écrit alors :

$$I_{Nn\ell}(q) = \mathcal{N}_{n\ell}(\mathcal{N}_\rho)^N \int_0^\infty j_\ell(qr)\ (1+\beta r^2)^N \exp[-(2N+1)r^2/2a^2]r^{\ell+2}\ dr \qquad (B.9)$$

que l'on réécrira, compte tenu de (B.5) et du développement binomial :

$$(1 + \beta r^2)^N = \sum_{m=o}^{N} C_N^m \, \beta^m \, r^{2m} \quad , \tag{B.10}$$

$$I_{Nn\ell}(q) = \mathcal{N}_{n\ell}(\mathcal{N}_\rho)^N \sqrt{\frac{\pi}{2q}} \sum_{m=o}^{N} C_N^m \, \beta^m \int_o^\infty J_{\ell+1/2}(qr) \, r^{2m+\ell+3/2} \times \exp[-(2N+1)r^2/2a^2] \, dr \quad . \tag{B.11}$$

L'intégrale radiale précédente possède une solution analytique [ABR68, éq. 11.4.28] qui permet d'écrire finalement :

$$I_{Nn\ell}(q) = \mathcal{N}_{n\ell}(\mathcal{N}_\rho)^N \sqrt{\frac{\pi}{2}} \, q^\ell \left\{ \sum_{m=o}^{N} C_N^m \, \beta^m \, \frac{\Gamma(\ell+m+3/2)}{\Gamma(\ell+3/2)} \, 2^m \times [a^2/(2N+1)]^{m+\ell+3/2} \, M\left(-m, \ell+3/2, \frac{q^2a^2}{2(2N+1)}\right) \right\} \exp[-q^2a^2/2(2N+1)] \tag{B.12}$$

où la fonction hypergéométrique confluente $M(-m,\alpha,x)$ se réduit dans notre cas à un polynôme en x de degrés m.

Afin d'illustrer le calcul du chapitre 4 nous allons donner l'expression complète des intégrales de recouvrement des modèles à 1 et 2 nucléons pour les noyaux des couches s et p :

nous avons $\mathcal{N}_\rho = \dfrac{4}{\pi^{3/2} \, a^3}$

<u>Noyaux de la couche 1s</u> : $\ell = o$ ; $\beta = o$ ; $\mathcal{N}_{1s} = \dfrac{2}{\pi^{1/4} \, a^{3/2}}$

nous avons alors la forme particulièrement simple :

$$I_{N1s}(q) = \mathcal{N}_{1s}[\mathcal{N}_\rho]^N \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{a^2}{2N+1}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{q^2 a^2}{2(2N+1)}\right) \tag{B.13}$$

M1N : N = 0 $\quad I_{01s}(q) = \sqrt{2}\ \pi^{1/4}\ a^{3/2}\ \exp(-q^2a^2/2) \equiv Q_{1s}(q)$

M2N : N = 1 $\quad I_{11s}(q) = \dfrac{4\sqrt{2}}{3^{3/2}\ \pi^{5/4}\ a^{3/2}}\ \exp(-q^2a^2/6)$

que l'on peut réécrire :

$$I_{11s}(q) = \frac{2}{3^{3/2}\ \pi^{13/4}\ a^6}\ [Q_{1s}(q/3)]^3$$

Noyaux de la couche 1 p : $\ell = 1$ ; $\mathcal{N}_{1p} = \sqrt{\dfrac{8}{3}}\ \dfrac{1}{\pi^{1/4}\ a^{5/2}}$

M2N : N = 0

$$I_{01p}(q) = \frac{2}{\sqrt{3}}\ \pi^{1/4}\ a^{5/2}\ q\ \exp(-q^2a^2/2) \equiv Q_{1p}(q)$$

M1N : N = 1

$$I_{11p}(q) = \frac{8}{27}\ \pi^{-5/4}\ a^{-1/2}\ q\left[1 + \frac{5}{3}\left(\frac{A-4}{6}\right)\left(1 - \frac{q^2a^2}{15}\right)\right]\ \exp(-q^2a^2/6)$$

que l'on peut réécrire :

$$I_{11p}(q) = \frac{3\sqrt{3}}{\pi^2\ a^8\ q^2}\left[1 + \frac{5}{3}\left(\frac{A-4}{6}\right)\left(1 - \frac{q^2a^2}{15}\right)\right]\ [Q_{1p}(q/3)]^3$$

où l'on retrouve bien une expression du type de l'équation (4.9). Le calcul des intégrales de recouvrement pour les modèles à 3, 4, ... nucléons à l'aide de la formule (B.12) que nous avons établie est long et fastidieux mais ne présente pas de difficulté particulière.

REFERENCES


| | | Pages |
|---|---|---|
| (ABR68 ) | M. Abramowitz et I.A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions", édité par (1968), Dover Publ. New York. | 219 |
| (AEB76 ) | D. Aebischer, B. Favier, L.G. Greeniaus, R. Hess, A. Junod, C. Lechanoine, J.C. Nikles, D. Rapin et D.W. Werren, Nucl. Phys. B106 (1976) 214. | 65 |
| (AJZ74 ) | F. Ajzenberg-Selove et T. Lauritsen, Nucl. Phys. A227 (1974) 1. | 84 |
| (AJZ79 ) | F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A320 (1979) 1. | 61,76,84 |
| (AJZ81 ) | F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A360 (1981) 1. | 85,206 |
| (ALE76 ) | J.H. Alexender et H.W. Fearing, Conf. on Meson-Nuclear Phys., Pittsburgh 1976, ed. P.D. Barnes et al., A.I.P. Conf. Proc. 33 (1976) 468. | 129 |
| (ALL73 ) | B.W. Allardyce, C.J. Batty, D.J. Baugh, E. Friedman, G. Heymann, M.E. Cage, G.J. Pyle, G.T.A. Squier, A.S. Clough, D.F. Jackson, S. Murugesu, V. Rajaratman, Nucl. Phys. A209 (1973) 1. | 53 |
| (ARE75 ) | H. Arenhovel, Nucl. Phys. A247 (1975) 473. | 222,223 |
| (ASL77 ) | E. Aslanides, R. Bertini, O. Bing, F. Brochard, Ph. Gorodetzky, F. Hibou, Th.S. Bauer, R. Beurtey, A. Boudard, G. Bruge, H. Catz, A. Chaumeaux, P. Couvert, H.H. Duhm, D. Garreta, G. Igo, J-C. Lugol, M. Matoba et Y. Terrien, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1654. | 68,70,131 |
| (ASL81 ) | E. Aslanides, K. Baba, A-M. Bergdolt, O. Bing, A. Boudard, G. Bruge, P. Couvert, J-L. Escudié, F. Hibou, P. Kitching, Y. Le Bornec, B.M.K. Nefkens, B. Tatischeff et N. Willis, Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire 1980-1981, Saclay, Note CEA-N2276, p 91. | 15,78 |
| (AUL78 ) | E.G. Auld, A. Haynes, R.R. Johnson, G. Jones, T. Masterson, E.L. Mathie, D. Ottewell et P. Walden, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 462. | 15,16,17,76 |
| (AUL80 ) | E.G. Auld, R.R. Johnson, G. Jones, E.L. Mathie, P. Walden, D. Hutcheon, P. Kitching, W.C. Olsen, C.F. Perdrisat et B. Tatischeff, Phys. Lett. 93B (1980) 258. | 71 |
| (AUL81 ) | E.G. Auld, G. Jones, G.J. Lolos, E.L. Mathie, P.L. Walden et R.B. Taylor, soumis à Phys. Rev. Lett. (1981). | 76 |
| (BAR69 ) | M.V.Barnhill III, Nucl. Phys. A131 (1969) 106. | 106 |
| (BAR73 ) | G.W. Barry, Phys. Rev. D7 (1973) 1441. | 127 |

(BAT61 ) C.J.Batty, Nucl. Phys. 23 (1961) 562. 147,148

(BAU77 ) Th.S. Bauer, R. Beurtey, A. Boudard, G. Bruge, A. Chaumeaux, P. Couvert, H.H. Duhm, D. Garreta, M. Matoba, Y. Terrien, E. Aslanides, R. Bertini, F. Brochard, Ph. Gorodetzky, F. Hibou, L. Bimbot, Y. Le Bornec, B. Tatischeff et M. Dillig, Phys. Lett. 69B (1977) 433. 15,18,72 131,132

(BAU79 ) Th.S. Bauer, J-L. Escudié et J-P. Tabet, Programme de dépouillement "Amélie" (1979), D.Ph.N./ME, Saclay. 58

(BAU81 ) Th.S. Bauer, A. Boudard, G. Bruge, P. Couvert, J-L. Escudié, P. Farthouat, L. Farvacque, J. Habault, P. Leaux, J. Lemeur, J-C. Lugol, F. Mathy et B. Nefkens, Compte-rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire 1979-1980, Saclay, Note CEA-N2207, P 112. 65

(BEN78 ) R.D. Bent, P.T. Debevec, P.H. Pile, R.E. Pollock, R.E. Marrs et M.C. Green, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 495. 15

(BEU75 ) R. Beurtey in "Nuclear and Particle Physics at Intermediate energies", Brentwood college summer school, 1975, Canada. 26

(BHA73 ) V.S. Bhasin et I.M. Duck, Phys. Lett. 46B (1973) 309. 126

(BHA77 ) V.S. Bhasin, Phys. Lett. 69B (1977) 297. 126

(BIN70 ) F. Binon, P. Duteil, J.P. Garron, J. Gorres, L. Hugon, J.P. Peigneux, C. Schmit, M. Spighel et J.P. Stroot, Nucl. Phys. B17 (1970) 168. 8,52

(BJO64 ) J.D. Bjorken et S.D. Drell,"Relativistic quantum mechanics", McGraw-Hill ed., New-York (1964). 221

(BLO77 ) I. Blomqvist et J-M. Laget, Nucl. Phys. A280 (1977) 405. 142,144

(BLU54 ) S.A. Bludman, Phys. Rev. 94 (1954) 1722. 127

(BOF81a) S. Boffi, C. Giusti et F.D. Pacati, Nucl. Phys. A359 (1981) 91. 143,154

(BOF81b) S. Boffi, C. Giusti et F.D. Pacati, Lett. Nuovo Cim. 32 (1981) 381. 154

(BOS78 ) P. Bosted et J-M. Laget, Nucl. Phys. A296 (1978) 413. 142

(BOU80 ) A. Boudard, " Ensemble de détection magnétique du Laboratoire National Saturne ", Rapport interne L.N.S. , 1980, p. D-1. 30

(BOU81 ) A. Boudard, Y. Terrien, R. Beurtey, L. Bimbot, G. Bruge, A. Chaumeaux, P. Couvert, J-M. Fontaine, M. Garçon, Y. Le Bornec, D. Legrand, L. Schecter, J-P. Tabet et M. Dillig, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 218. 18,218

(BOU82 ) A. Boudard et M. Dillig , Compte-rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire 1980-1981, Saclay, Note CEA-N2276, p.111. 218

(BRA77 ) M. Brack, D.O. Riska et W. Weise, Nucl. Phys. A287 (1977) 425. 160,173,211

(BRO75 ) G.E. Brown et W. Weise, Phys. Rep. 22C (1975) 281. 109

(BRO76 ) G.E. Brown et A.D. Jackson, "The nucleon-nucleon interaction", North-Holland Publ.,Amsterdam (1976). 8

(BRO77 ) R. Brockmann et M. Dillig, Phys. Rev. C15 (1977) 361. 122

(BRU66 ) D.M. Brudnoy, Phys. Rev. 145 (1966) 1229. 106

(BRU79 ) G. Bruge, "Scattering and reaction cross-sections measured at SPES 1", résultats compilés par, Journ. Phys. (Paris) 40 (1979) 635. 80

(BRY69 ) R. Bryan et B.L. Scott, Phys. Rev. 177 (1969) 1435. 111

(BUH70 ) S. Buhler, Proc. 3rd Int. Cryogenic Eng. Conf., Berlin 1970, p 306. 71

(BYS81 ) J. Bystricky et F. Lehar, Physik Daten 11-2 (1981), Karlsruhe RFA. 129

(CAR76 ) A.S. Carroll, I.H. Chiang, C.B. Dover, T.F. Kycia, K.K. Li, P.O. Mazur, D.N. Michael, P.M. Mockett, D.C. Rahm et R. Rubinstein, Phys. Rev. C14 (1976) 635 et références incluses. 9,52,53

(CHE68 ) I.T. Cheon, Supp. Prog. Theor. Phys., numero spécial (1968) 146. 106

(CLO74 ) A.S. Clough, G.K Turner, B.W. Allardyce, C.J. Batty, D.J. Baugh, W.D. McDonald, R.A.J. Riddle,L.H. Watson, M.E. Cage, G.J. Pyle et G.T.A. Squier, Nucl. Phys. B76 (1974) 15. 53,167

(COM80 ) J.R. Comfort et B.C. Karp, Phys. Rev. C21 (1980) 2162. 147,148

(COO81 ) E.D. Cooper et H.S. Sherif, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 818. 122

(COU78 ) P. Couvert, G. Bruge, R. Beurtey, A. Boudard, A. Chaumeaux, M. Garçon, D. Garreta, P.C. Gugelot, G.A. Moss, S. Platchkov, J-P. Tabet, Y. Terrien, J. Thirion, L. Bimbot, Y. Le Bornec et B. Tattischeff, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 530. 15,83, 188,208

(COU81a) P. Couvert et M. Dillig, Abst. Contr. Pap. 9th ICOHEPANS, Versailles (1981) 119. 142

(COU81b) P. Couvert et M. Dillig, Abst. Contr. Pap. 9th ICOHEPANS, Versailles (1981) 192. 161

(COU81c) P. Couvert et M. Dillig, Abst. Contr. Pap. 9th ICOHEPANS, Versailles (1981) 195. 188

(COU81d) P. Couvert, in "pion production and absorption in nuclei, IUCF Conference, Bloomington, Oct 1981, A.I.P. Conf. Proc. 79 (1981) 187. 15,78

(COU81e) P. Couvert et M. Dillig, Compte rendu d'activite du Département de Physique Nucléaire 1980-1981, Saclay, Note CEA-N2276, p 108. 188

(CRA51 ) F.S. Crawford Jr, K.M. Crowe et M.L. Stevenson, Phys. Rev. 82 (1951) 97. 14

(CUM63 ) J.B. Cumming, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 261 et références incluses. 63

| | | |
|---|---|---|
| (DAH71 ) | S. Dahlgren, B. Hoistad et P. Grafstrom, Phys. Lett. 35B (1971) 219. | 14 |
| (DAH73a) | S. Dahlgren, P. Grafsrom, B. Hoistad et A. Asberg, Nucl. Phys. A204 (1973) 53. | 14,76,84,87 |
| (DAH73b) | S. Dahlgren, P. Grafsrom, B. Hoistad et A. Asberg, Phys. Lett. 47B (1973) 439. | 14,87 |
| (DAH74 ) | S. Dahlgren et P. Grafstrom, Physica Scripta 10 (1974) 104. | 78,80,136 |
| (DED71 ) | J-P. Dedonder, Nucl. Phys. A174 (1971) 251. | 168 |
| (DEJ74 ) | C.W. De Jager, H. De Vries et C. De Vries, Atomic data and Nuclear data tables 14 (1974) 479. | 149,151,169 177,210 |
| (DIL73 ) | M. Dillig, H.M. Hofmann et M.G. Huber, Phys. Lett. 44B (1973) 484. | 126 |
| (DIL74 ) | M. Dillig et M.G. Huber, Lett. Nuovo Cim. 11 (1974) 728. | 126 |
| (DIL76a) | M. Dillig et M.G. Huber, Lett. Nuovo Cim. 16 (1976) 293. | 4,132,185 |
| (DIL76b) | M. Dillig et M.G. Huber, Lett. Nuovo Cim. 16 (1976) 299. | 126 |
| (DIL77 ) | M. Dillig et M.G. Huber, Phys. Lett. 69B (1977) 429. | 132 |
| (DIL80a) | M. Dillig, Il Nuovo Cim. 59A (1980) 201. | 3,119 |
| (DIL80b) | M. Dillig, P. Couvert, Th.S. Bauer, R. Beurtey, A. Boudard, G. Bruge, H. Catz, A. Chaumeaux, H.H. Duhm, J-L. Escudié, M. Garçon, D. Garreta, G.J. Igo, J-C. Lugol, M. Matoba, L. Schecter, J-P. Tabet, Y. Terrien, E. Aslanides, R. Bertini, O. Bing, F. Brochard, F. Hibou, Ph. Gorodetzky, L. Bimbot, I. Brissaud, Y. LeBornec et B. Tatischeff, Nucl. Phys. A333 (1980) 477. | 15,18,76,78 130,131 |
| (DIL81 ) | M. Dillig, Compte rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire 1980-1981, Saclay, Note CEA-N2276, p 115. | 187,216 |
| (DOL73 ) | W. Dollhopf, C. Lunke, C.F. Perdrisat, W.K. Roberts, P. Kitching, W.C. Olsen et J.R.Priest, Nucl. Phys. A217 (1973) 381. | 70,71 |
| (DOM70 ) | J.J. Domingo, B.W. Allardyce, C.H.Q. Ingram, S. Rohlin, N.W. Tanner, J. Rohlin, E.M. Rimmer, G. Jones et J.P. Girardeau-Montaut, Phys. Lett. 32B (1970) 309. | 3,14,15 |
| (DOM81 ) | C.A. Domingez, Phys. Rev. C24 (1981) 2611. | 160 |
| (DUH75 ) | H.H. Duhm, "Symposium on Nuclear Structure", Balatonfured, Hongrie, Sept. 1975. | 126 |
| (DYS48 ) | F.J. Dyson, Phys. Rev. 73 (1948) 929. | 106 |
| (EIS73 ) | J.M. Eisenberg, R. Guy, J.V. Noble et H.J.Weber, Phys. Lett. 45B (1973) 93. | 124 |
| (EIS74 ) | J.M. Eisenberg, J.V. Noble et H.J.Weber, Proc. 5th ICOHEPANS, Uppsala 1973, ed. G. Tibell (North Holland,Amsterdam,1974) p. 270. | 126 |

(ELT67 ) L.R.B. Elton et A. Swift, Nucl. Phys. A94 (1967) 52. 149

(ESC76 ) J-L. Escudié et J-P. Tabet, Programme d'acquisition "Louise" (1976), D.Ph.N/ME, Saclay. 39,58

(FAI71 ) J-C. Faivre, Programme de dépouillement "Dépou" (1971), D.Ph.N/ME, Saclay. 39,57

(FEA74 ) H.W. Fearing, Phys. Lett 52B (1974) 407. 4,127

(FEA75 ) H.W. Fearing, Phys. Rev. C11 (1975) 1210. 128,140

(FEA77 ) H.W. Fearing, Phys. Rev. C16 (1977) 313. 124,127,129,178

(FEA80 ) H.W. Fearing, " A Bibilography and summary of data for the (p, ) reaction", Int. Rap. TRIUMF, 1980, TRI-80-3. 3,14,119

(FEA81 ) H.W. Fearing, Soumis à Prog. Part. Nucl. Phys. (1981). 3,14,119

(FER62 ) E. Ferrari et F. Selleri, Nuovo Cimento 24 (1962) 453. 111

(FIN77 ) D.J.S. Findlay et R.O. Owens, Nucl. Phys. A279 (1977) 385. 136,153,156

(FRA56 ) R.M. Frank, J.L. Gammel et K.M. Watson, Phys. Rev. 101 (1956) 891. 166

(FRA80 ) J. Franz, H.P. Grotz, M. Kleinschmidt, L. Lehmann, P. Reichmann, E. Rossle et H.Schmitt, Phys. Lett. 93B (1980) 384. 70,71

(FRI74 ) J.L. Friar, Phys. Rev. C10 (1974) 955. 106

(GAB72 ) K. Gabathuler, J. Rohlin, J.J. Domingo, C.H.Q. Ingram, S. Rohlin, et N.W. Tanner, Nucl. Phys. B40 (1972) 32. 15,69 70,73

(GAR81 ) M. Gari et H. Hebach, Phys. Reports 72C (1981) 1. 154,155

(GAS66 ) S. Gasiorowicz,"Elementary Particle Physics", éd. J.Wiley, New-York (1966). 223

(GIB77 ) W.R. Gibbs et A.T. Hess, Phys. Lett. 68B (1977) 205. 126

(GOP74 ) B. Goplen, W. Gibbs et E. Lomon , Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1012. 116,117

(GOP75 ) B. Goplen, Ph. D. Thesis, Rap. Int. LAMPF, 1975, LA5854-T. 116,117

(GOR80 ) H. Goringer et B. Schoch, Phys. Lett. 97B (1980) 41. 153,154,156

(GRE76 ) A.M. Green, Rep. Prog. Phys. 39 (1976) 1109. 109

(GRE79 ) A.M. Green et E. Maqueda, Nucl. Phys. A316 (1979) 215. 128

(GRE81 ) M.C. Green, in "pion production and absorption in nuclei, IUCF Conference, Bloomington, Oct 1981, A.I.P. Conf. Proc. 79 (1981) 131. 15,16

(GRO74 ) Z. Grossman, F. Lenz et M.P. Locher, Ann. Phys. 84 (1974) 348. 4,132,185

(HAR60 ) D. Harting, J.C. Kluyver, A. Kusumegi, R. Rigopoulos, A.M. Sachs, G. Tibell, G. Vanderhaeghe et G.Weber, Phys. Rev. 119 (1960) 1716. 69,70

| | | |
|---|---|---|
| (HEB76 ) | H. Hebach, A. Wortberg et M. Gari, Nucl. Phys. A267 (1976) 425. | 154,155 |
| (HEC78 ) | P. Hecking, R. Brockmann et W.Weise, Phys. Lett. 72B (1978) 432. | 106 |
| (HOG76 ) | K.R. Hogstrom, Phys. Rev. C14 (1976) 753. | 63 |
| (HOH64 ) | G. Hohler, G. Ebel et J. Giesecke, Z. Physik 180 (1964) 430. | 166 |
| (HOH72 ) | G. Hohler, H.P. Jakob et R. Strauss, Nucl. Phys. B39 (1972) 237. | 109 |
| (HOI74 ) | B. Hoistad, S. Dahlgren, P. Grafstrom et A. Asberg, Physica Scripta 9 (1974) 201. | 120,140 |
| (HOI78a) | B. Hoistad, T. Johansson et O. Jonsson, Phys. Lett. 73b (1978) 123. | 88 |
| (HOI78b) | B. Hoistad, T. Johansson et O. Jonsson, Phys. Lett. 79b (1978) 385. | 14 |
| (HOI79a) | B. Hoistad, S. Dahlgren, T. Johansson et O. Jonsson, Nucl. Phys. A319 (1979) 409. | 78,121<br>124,136 |
| (HOI79b) | B. Hoistad, G.S. Adams, M. Gazzaly, G. Igo, F. Irom et N. Nann, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 487. | 15,76,87 |
| (HOI79c) | B. Hoistad, Adv. Nucl. Phys. 11 (1979) 135. | 14,119,121 |
| (HOI80 ) | B. Hoistad, P.H. Pile, T.P. Sjoreen, R.D. Bent, M.C. Green et F. Soga, Phys. Lett. 94B (1980) 315. | 87,215 |
| (HOI81 ) | B. Hoistad, in "pion production and absorption in nuclei", I.U.C.F. Conference, Bloomington, Oct 1981, A.I.P. Conf. Proc. 79 (1981) 105. | 11,14,16,17 |
| (HOL81 ) | K. Holinde, Phys. Rep. 68C (1981) 121. | 8 |
| (ING71 ) | C.H.Q. Ingram, N.W. Tanner, J.J. Domingo et J. Rholin, Nucl. Phys. B31 (1971) 331. | 127,128,129 |
| (JAC80 ) | W.W. Jacobs, A.G. Drentje, P.H. Pile, P.P. Singh, T.P. Sjoreen et S.E. Vigdor, Phys. Lett. 94B (1980) 319. | 19,20 |
| (JON70 ) | W.B. Jones et J.M. Eisenberg, Nucl. Phys. A154 (1970) 49. | 3,125 |
| (KAL78 ) | J. Kalne, H.A. Thiessen, C.L. Morris, S.L. Verbeck, G R. Burleson, M.J. Devereaux, J.S. McCarthy, J.E. Bolger, C.F. Moore et C.A. Goulding, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 378. | 72,73 |
| (KAL80 ) | J. Kalne, J. Davis, P.C. Gugelot, J.S. McCarthy, G.R. Smith, R.L. Boudrie, B. Hoistad et C.L. Morris, Phys. Rev. C21 (1980) 2681. | 75 |
| (KEA73 ) | M.P. Keating et J.G. Wills, Phys. Rev. C7 (1973) 1336. | 124,125 |
| (KIS73 ) | L.S. Kisslinger et W.L. Wang, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1071. | 183 |
| (KIS75 ) | L.S. Kisslinger et G.A. Miller, Nucl. Phys. A254 (1975) 493. | 83,87,126<br>186,214,215 |
| (KIS76 ) | L.S. Kisslinger et W.L. Wang, Ann. Phys. 99 (1976) 374. | 183 |

| | | |
|---|---|---|
| (KLE55 ) | A. Klein, Phys. Rev. 99 (1955) 998. | 116 |
| (KOL66 ) | D.S. Koltun et A. Reitan, Phys. Rev. 141 (1966) 1413. | 116 |
| (KUN ) | P.D. Kunz, programme de calcul DWUCK5, non publié. | 146,205 |
| (LAG72 ) | J.M. Laget, Nucl. Phys. A194 (1972) 81. | 166 |
| (LAG78a) | J-M. Laget, Nucl. Phys. A296 (1978) 388. | 142 |
| (LAG78b) | J-M. Laget, Nucl. Phys. A312 (1978) 265. | 142 |
| (LAN72 ) | R.H. Landau et F. Tabakin, Phys. Rev. D5 (1972) 2746. | 125 |
| (LAT47 ) | C.M.G. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini et C.F. Powell, Nature 159 (1947) 694. | 1,14 |
| (LEB74 ) | Y. Le Bornec, B. Tatischeff, L. Bimbot, I. Brissaud, J-P. Garron, H.D. Holmgren, F. Reide et N. Willis, Phys. Lett. 49B (1974) 434. | 14,78 |
| (LEB76 ) | Y. Le Bornec, B. Tatischeff, L. Bimbot, I. Brissaud, H.D. Holmgren, J. Kaline, F. Reide et N. Willis, Phys. Lett. 61B (1976) 47. | 14 |
| (LEB77 ) | Y. Le Bornec, Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay (1977). | 14,52,106,120 125,140 |
| (LEB81 ) | Y. Le Bornec et N. Willis, in "pion production and absorption in nuclei", I.U.C.F. Conference, Bloomington, Oct 1981, A.I.P. Conf. Proc. 79 (1981) 155. | 15,72,75, 78,80,136 |
| (LEE76 ) | T-S.H. Lee et S. Pittel, Nucl. Phys. A256 (1976) 509. | 14,106 |
| (LEG79 ) | D. Legrand, Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay (1979). | 26,42,61,64 |
| (LET66 ) | J. Le Tourneux et J.M. Eisenberg, Nucl. Phys. 87 (1966) 331. | 3,120,121 |
| (LIU78 ) | L.C. Liu, Phys. Rev. C17 (1978) 1787. | 168 |
| (LOC74 ) | M.P. Locher et H.J. Weber, Nucl. Phys. B76 (1974) 400. | 127 |
| (LOL81 ) | G.J. Lolos, in "pion production and absorption in nuclei", I.U.C.F. Conference, Bloomington, Oct 1981, A.I.P. Conf. Proc. 79 (1981) 201. | 15,16 |
| (LOL82 ) | G.J. Lolos, P.L. Walden, E.L. Mathie, G. Jones, E.G. Auld, W.R. Falk et R.B. Taylor, Phys. Rev. C25 (1982) 1086. | 16,17 |
| (LON73 ) | J.T. Londergan et E.J. Moniz, Phys. Lett. 45B (1973) 195. | 125 |
| (LON79 ) | J.T. Londergan et G.D. Nixon, Phys. Rev. C19 (1979) 998. | 142,143,154 |
| (LON82 ) | J.T. Londergan et L.d. Ludeking, Phys. Rev. C25 (1982) 1722. | 154 |
| (LOW81 ) | J.W. Low, E.V. Hungerford, J.C. Allred, B.W. Mayes, L.S. Pinsky, M.L. Warneke, T.M. Williams, J.M. Clement, W.H. Dragoset, R.D. Felder, J.H. Hoftiezer, J. Hudomalj-Gabitzsch, G.S. Mutchler et G.C. Phillips, Phys. Rev. C23 (1981) 1656. | 70,71 |

| | | |
|---|---|---|
| (MAS52 ) | H.S.W. Massey et E.H.S. Burhop, "Electronic and Ionic Impact Phenomena", Oxford Univ. Press (1952). | 64 |
| (MAT77 ) | J.L. Matthews, W. Bertozzi, M.J. Leitch, C.A. Peridier, B.L. Roberts, C.P. Sargent, W. Turchinetz, D.J.S. Findlay et R.O. Owens, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 8. | 136 |
| (MCK80 ) | R.D. McKeown, J.P. Schiffer, H.E. Jackson, M. Paul, S.J. Sanders, J.R. Specht, E.J. Stephenson, R.P. Redwine, R.E. Segel, J. Arends, J. Eyink, H. Hartmann, A. Hegerath, B. Mecking, G. Noldeke et H. Rost, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 2015. | 21 |
| (MEA79 ) | D.F. Measday et G.A. Miller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 29 (1979) 121. | 3,14,119,217 |
| (MEN70 ) | R. Mendelson, G.J. Wozniak, A.D. Bacher, J.M. Loiseaux et J. Cerny, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 533. | 85 |
| (MES76 ) | "Meson-Nuclear Physics", Carnegie-Mellon Conference, Pittsburgh, A.I.P. Conf. Proc. 33 (1976). | 10 |
| (MIL74a) | G.A. Miller, Nucl. Phys. A224 (1974) 269. | 106,124,125,126 |
| (MIL74b) | G.A. Miller et S.C. Phatak, Phys. Lett. 51B (1974) 129. | 126 |
| (MIL76 ) | L.D. Miller et H.J. Weber, Phys. Lett. 64B (1976) 279. | 122 |
| (MIL78 ) | L.D. Miller et H.J. Weber, Phys. Rev. C17 (1978) 219. | 106,122 |
| (MOT65 ) | N.F. Mott et H.S.W. Massey, "The Theory of Atomic Collisions", Oxford Univ. Press, 3ième éd. (1965). | 147 |
| (NAN79 ) | H. Nann, S. Iversen, M. Kaletka, J. Hird, K. Seth, B. Hoistad, R.L. Burman et G. Kyle, Phys. Lett. 88B (1979) 257. | 65 |
| (NAN81 ) | H. Nann, in "pion production and absorption in nuclei", I.U.C.F. Conference, Bloomington, Oct 1981, A.I.P. Conf. Proc. 79 (1981) 219. | 15 |
| (NAV79 ) | I. Navon, D. Ashery, G. Azuelos, H.J. Pfeiffer, H.K. Walter et F.W. Schleputz, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1465. | 53 |
| (NEF81 ) | B.M.K. Nefkens, Abst. Contr. Pap. 9th ICOHEPANS, Versailles (1981) 195 et communication privée. | 20 |
| (NOB75 ) | J.V. Noble, Nucl. Phys. A244 (1975) 526. | 126 |
| (ORP81 ) | L. Orphanos, J. Kalne, R. Altemus, P.C. Gugelot, J.S. McCarthy R.C. Minehart, P.A.M. Gram, B. Hoistad, C.L. Morris, E.A. Wadlinger et C. Perdrisat, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1562. | 69,70,71 72,73 |
| (PAR80 ) | Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 52 (1980). | 8,9,190 |
| (PAS67 ) | G. Passotore, Nucl. Phys. A95 (1967) 694. | 147 |
| (PAS75 ) | G. Passotore, Nucl. Phys. A248 (1975) 509. | 147,148 |
| (PIC81 ) | M.A. Pickar, in "pion production and absorption in nuclei", I.U.C.F. Conference, Bloomington, Oct 1981, A.I.P. Conf. Proc. 79 (1981) 143. | 15,171 |

| | | |
|---|---|---|
| (PIL67 ) | H. Pilkuhn, "The Interaction of Hadrons", Amsterdam, 1967. | 222 |
| (PIL78 ) | P.H. Pile, Ph.D. Thesis, Indiana University,Bloomington(1978). | 52 |
| (PIL79 ) | P.H. Pile, R.D. Bent, R.E. Pollock, P.T. Debevec, R.E. Marrs, M.C. Green, T.P. Sjoreen et F. Soga, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1461. | 78,136 |
| (PIO81 ) | "pion production and absorption in nuclei", I.U.C.F. Conference, Bloomington, Oct 1981, A.I.P. Conf. Proc. 79 (1981). | 119 |
| (PRE78 ) | B.M. Preedom, C.W. Darden, R.D. Edge, T. Marks, M.J. Saltmarsh, K. Gabathuler, E. Gross, C. Ludemann, P. Bertin, M. Blecher, K. Gotow, J. Astier, R. Burman, J. Perroud et R. Redwine, Phys. Rev. C17 (1978) 1402. | 65 |
| (QUE79 ) | H. Quechon, Thèse de Docteur-Ingénieur, Orsay (1979). | 63 |
| (QUE81 ) | H. Quechon, S.P.R., Saclay, Communication privée. | 65 |
| (RAR41 ) | W. Rarita et J. Schwinger, Phys. Rev. 60 (1941) 61. | 106,222 |
| (REI71 ) | A. Reitan, Nucl. Phys. B29 (1971) 525. | 4,132,185 |
| (RIC70 ) | C. Richard-Serre, W. Hirt, D.F. Measday, E.G. Michaelis, M.J.M. Saltmarsh et P. Skarek, Nucl. Phys. B20 (1970) 413. | 65 |
| (ROH72a) | J. Rohlin, K. Gabathuler, N.W. Tanner, C.R. Cox et J.J. Domingo, Phys. Lett. 40B (1972) 539. | 15,76,84 |
| (ROH72b) | J. Rohlin, B.W. Allardyce, J.J. Domingo, C.H.Q. Ingram, N.W. Tanner, E.M. Rimmer et J.P. Girardeau-Montaut, Nucl. Phys. B37 (1972) 461. | 52 |
| (ROS73 ) | E. Rost et P.D. Kunz, Phys. Lett. 43B (1973) 17. | 125 |
| (ROW78 ) | G. Rowe, M. Salomon et R.H. Landau, Phys. Rev. C18 (1978) 584. | 117 |
| (RUD52 ) | M. Ruderman, Phys. Rev. 87 (1952) 383. | 4,127 |
| (RUS66 ) | J.G. Rushbrooke, Phys. Rev. 143 (1966) 1345. | 106 |
| (SAT64 ) | G.R. Satchler, Nucl. Phys. 55 (1964) 1. | 146 |
| (SAU73 ) | J. Saudinos, J-C. Duchazeaubeneix, C. Laspalles et R. Chaminade, Nucl. Inst. Meth. 111 (1973) 77. | 34 |
| (SIL81 ) | B. Silvermann, Communication privée. | 64 |
| (SJO80 ) | T.P. Sjoreen, M.C. Green, W.W.Jacobs, R.E. Pollock, F. Soga, R.D. Bent et T.E. Ward, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1769. | 16 |
| (SJO81 ) | T.P. Sjoreen, P.H. Pile, R.E. Pollock, W.W. Jacobs, H.O. Meyer, R.D. Bent, M.C. Green et F. Soga, Phys. Rev. C24 (1981) 1135. | 16,78,136 |
| (SOG80 ) | F. Soga, R.D. Bent, P.H. Pile, T.P. Sjoreen et M.C. Green, Phys. Rev. C22 (1980) 1348. | 78,80 |
| (SUG68 ) | H. Sugawara et F. Von Hippel, Phys. Rev. 172 (1968) 1764. | 91 |

| | | |
|---|---|---|
| (TAT76 ) | B. Tatischeff, L. Bimbot, R. Frascaria, Y. Le Bornec, M. Morlet, N. Willis, R. Beurtey, G. Bruge, P. Couvert, D. Garreta, D. Legrand, G.A. Moss et Y. Terrien, Phys. Lett. 63B (1976) 158. | 71,73,131 |
| (THI70 ) | J. Thirion, J. Saudinos et P. Birien, Note CEA-N1248, Saclay, 1970. | 25,26 |
| (TRE70 ) | G.F. Trentelman, B.M. Preedom et E. Kashy, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 530. | 85 |
| (TRE71 ) | G.F. Trentelman, B.M. Preedom et E. Kashy, Phys. Rev. C3 (1971) 2205. | 85 |
| (VIN79 ) | R. Vinh Mau, in "Mesons in Nuclei", M.Rho et D. Wilkinson eds., North-Holland Publ., Amsterdam (1979), p 151. | 8 |
| (WEB78a) | H.J. Weber et H. Arenhovel, Phys. Rep. 36C (1978) 277. | 107,173,194 |
| (WEB78b) | H.J. Weber et J.M. Eisenberg, Nucl. Phys. A312 (1978) 201. | 126 |
| (WEI67 ) | S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 188. | 116 |
| (WIL81a) | A. Willis, L. Bimbot, M.P. Combes, J-C. Jourdain, Y. Le Bornec, F. Reide et N. Willis, Abst. Contr. Pap. 9th ICOHEPANS, Versailles(1981)189. | 72,75 |
| (WIL81b) | N. Willis, L. Bimbot, N. Koori, Y. Le Bornec, F. Reide, A. Willis et C. Wilkin, J. Phys. G: Nucl. Phys. 7 (1981) L195. | 15,72 |
| (WU 62 ) | T.Y. Wu et T. Ohmura, "Quantum Theory of Scattering" , Prentice-Hall Ed., New-York (1962). | 147 |
| (YOU78 ) | S.K. Young et W.R. Gibbs, Phys. Rev. C17 (1978) 837. | 126 |
| (YUK35 ) | H. Yukawa, Proc. Physico-Mathematical Soc. Japan 17 (1935) 48. | 1 |